

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 398. Band

Kuratorium:

F. Paschen	M. Planck	R. Pohl
A. Sommerfeld	M. Wien	E. Warburg

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Im Jahre 1930 erscheinen die Bände 4, 5 und 6 mit je 8 Heften. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.60 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 10. Oktober 1930.

Inhalt

	Seite
W. Hanle und W. Schaffernicht-Halle-Jena-Marburg, Messung der Lichtausbeute im Quecksilberspektrum bei Elektronenstoßanregung. (Mit 5 Figuren)	905
Otto Seckell-Marburg a. Lahn, Die Anisotropie des elektrischen Widerstandes von Quecksilberkristallen. (Mit 8 Figuren)	932
H. Bartels-Tübingen, Über Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen beim Durchgang durch Gase und feste Körper. (Mit 23 Figuren)	957
H. G. Hirsekorn-Berlin, Filteruntersuchungen im ultraroten Spektrum. (Mit 9 Figuren)	985
Otto Beeck-Danzig-Langfuhr, Die Ionisation von Edelgasen durch langsame Alkaliionen. (Mit 16 Figuren)	1001

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grüneisen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mitteilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

n
v
S
R
s
s
h
I
k
d
z
b
tr
F
M
u
m
k
(A
b
A
A
L
—
w

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1930, BAND 6, HEFT 8

Messung der Lichtausbeute im Quecksilberspektrum bei Elektronenstoßanregung

Von W. Hanle und W. Schaffernicht

(Mit 5 Figuren)

Die Spektroskopie hat sich in neuerer Zeit sehr ausführlich mit der Intensitätsfrage beschäftigt. Das Intensitätsverhältnis von Multiplettlinien, die Abhängigkeit der Lichtausbeute bei Stoßanregung von Gasdruck, Geschwindigkeit und Dichte der Elektronen, die Intensitätsverteilung im Spektrum bei verschiedenen Entladungsbedingungen und verschiedener Anregung sind Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Daher haben wir heute schon recht ausgedehnte Kenntnisse über Intensitäten von Spektrallinien. Ein Problem ist aber noch kaum aufgeworfen worden, nämlich die Frage: wie groß ist die absolute Ausbeute bei Stoßanregung? Auf wieviel Stöße zwischen Elektronen und Atomen erfolgt die Anregung eines bestimmten Terms oder die Emission einer bestimmten Spektrallinie? Im Grunde genommen sind es zwei verschiedene Probleme. Das eine läßt sich nur durch rein elektrische Methoden lösen, das andere erfordert kombinierte elektrische und optische Messungen, ganz entsprechend den Bestimmungsmöglichkeiten der elektrischen Anregungsfunktion (Ausbeutekurve für einen Term) und der optischen Anregungsfunktion (Ausbeutekurve für eine Linie). Die hier vorliegende Arbeit bildet eine Fortsetzung unserer Untersuchungen der optischen Anregungsfunktion¹⁾ und hat die Bestimmung der absoluten Ausbeuten der im sichtbaren Teil des Spektrums gelegenen Linien zum Ziel.

1) W. Hanle, *Ztschr. f. Phys.* **56**. S. 94. 1929; **54**. S. 848. 1929;
W. Schaffernicht, *Ztschr. f. Phys.* **62**. S. 106. 1930.

Unseres Wissens existieren bis jetzt nur zwei Messungen der absoluten Ausbeute, und zwar beide für die Resonanzlinie 2537 von Quecksilber. Bei der einen von H. Sponer¹⁾ wurde die erste rein elektrische Methode verwandt, es wurde die Ausbeute an Elektronenstößen bestimmt, die zur Anregung des Ausgangsterms 2^3P_1 der Quecksilberlinie 2537 führen. Da von diesem Term nur die eine Linie ausgeht, gibt hier die Wahrscheinlichkeit der Anregung des Terms zugleich die Wahrscheinlichkeit der Anregung der Linie. Die elektrisch gemessene Ausbeute des Terms muß also in einem gewissen Geschwindigkeitsbereich mit der optisch zu messenden Ausbeute der Linie übereinstimmen (bei Vernachlässigung von strahlungslosen Übergängen und Stößen zweiter Art). Das Ergebnis der Sponerschen Untersuchung ist, daß in der Nähe der Anregungsspannung von 2537 einige Prozent der gaskinetisch berechneten Zusammenstöße zur Anregung des Ausgangsterms der Linie führen. Eine optische Messung der Ausbeute an 2537 gelang Bricout.²⁾ Er kam zum Ergebnis, daß im Anregungsmaximum der Linie 2537 bei 6,5 Volt 97 Proz. aller gaskinetisch berechneten Stöße die Emission von 2537 verursachen. Nun ist gerade an Resonanzlinien die Messung der absoluten Ausbeute besonders schwierig. Zwar sind die Linien stark, doch werden sie so leicht selbstabsorbiert, daß eine fehlerfreie Bestimmung der absoluten Ausbeute gerade einer Resonanzlinie zu den schwierigsten Versuchen zu zählen sein wird. Daher ist es unsicher, ob man dem Bricoutschen Wert allzu große Genauigkeit zuschreiben darf. Auch die elektrische Methode bringt große Schwierigkeiten mit sich. Beide Autoren halten wegen der Schwierigkeit der Messung nur die Größenordnung ihrer Angaben für richtig.

Es muß die Frage noch diskutiert werden, hat es überhaupt einen Sinn, von der Messung der Ausbeute zu sprechen, hängt nicht die Strahlungsintensität von so vielen Faktoren ab, daß bei zwei, unter verschiedenen Bedingungen ausgeführten Versuchen immer verschiedene Ausbeutezahlen herauskommen müssen. Dazu läßt sich nun folgendes sagen: Wir sind heute

1) H. Sponer, *Ztschr. f. Phys.* 7. S. 185. 1921.

2) Bricout, *La resonance atomique* 1927.

erfreulicherweise in der Lage, diese Faktoren einigermaßen zu kennen und Bedingungen herstellen zu können, unter denen der Einfluß dieser Faktoren entweder quantitativ zu fassen oder überhaupt auszuschalten ist. In einem sehr verdünnten Gas oder Dampf, der von einem schwachen Strom gleich schneller Elektronen durchlaufen wird, hängt die Lichtausbeute nur noch von der Geschwindigkeit dieser Elektronen ab. Messungen der Geschwindigkeitsfunktion (Anregungsfunktion) sind aber heute ohne weiteres zu machen, soweit sie nicht schon bekannt sind. Es bleibt also nur noch übrig, die Ausbeute bei irgendeiner Geschwindigkeit zu messen. Am besten bezieht man die Ausbeute auf die Geschwindigkeit, bei der die Anregungsfunktion ihr Maximum hat, dies gibt zugleich die größte Ausbeute, die man durch Elektronenstoßanregung erreichen kann.

Methode und experimentelle Anordnung

Die Bestimmung der absoluten Ausbeute erfolgte im sichtbaren Spektralgebiet bei einigen diskret gelegenen Hg-Linien, die mit geeigneten Spektralfiltern ausgesondert werden konnten. Eine direkte absolute Strahlungsmessung des Elektronenstoßrohres mit der Thermosäule war nicht möglich, da die Intensität der Linien um den Faktor 10000 zu klein war. Es wurde deshalb im Prinzip folgende Methode angewandt: Die Lichtintensität des Elektronenstoßrohres wurde mit einer hochempfindlichen Alkaliphotozelle gemessen. Die Alkalizelle wurde geeicht mit einer Hg-Lampe, deren Intensität durch ein Graufilter mit bekannter Durchlässigkeit auf Größenordnung der Intensität des Elektronenstoßrohres abgeschwächt wurde. Die ungeschwächte Strahlung der Hg-Lampe wurde mit einer Thermosäule bestimmt. Die Eichung der Thermosäule erfolgte mit einer Hefnerkerze.

Die Intensität des Elektronenstoßbleuchtens wurde mit einer K- und einer $(K + Cs)$ -Zelle gemessen. Die spektrale Empfindlichkeitskurve der K-Zelle ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die $(K + Cs)$ -Zelle besaß ungefähr die gleiche spektrale Empfindlichkeit. Es wurden die absoluten Ausbeuten der in Fig. 1 im Spektrum angegebene Linien bestimmt.

Zur Aussonderung der Spektrallinien standen 3 Zeiss-Monochromatfilter für Hg zur Verfügung. Die Durchlässigkeiten der drei Filter für die intensivsten Linien des sichtbaren Hg-Spektrums sind nach Zeiss in Tab. 1 angegeben.

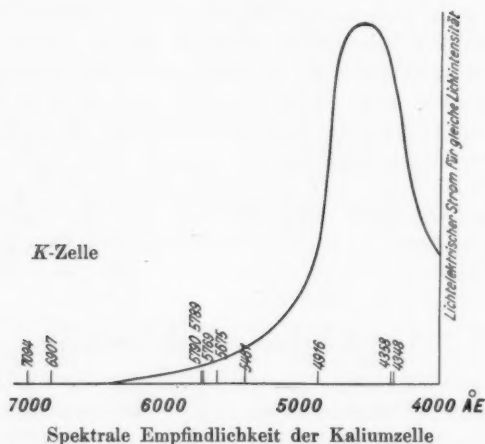


Fig. 1

Tabelle 1

Filter	bestimmt für die	Durchlässigkeit für die Linien:			
		5769/90	5461	4358	4077/47
		%	%	%	%
A	gelben Hg-L 5790/69	55	etwa 0,005	unter 0,003	unter 0,1
B	grüne Linie 5461	unter 0,1	80	unter 0,03	unter 0,1
C	blaue Quecksilberl. 4358	etwa 0,006	etwa 0,005	46	etwa 0,8

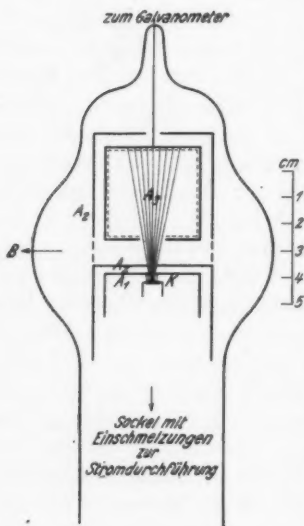
Die Durchlässigkeit der Filter wurde auf photographischem Wege noch einmal bestimmt und dabei Übereinstimmung bis auf kleine Abweichungen des Filters C gefunden. Außer den in der Tab. 1 angegebenen Linien wurden vom Filter A und B noch die roten Quecksilberlinien 7094 und 6907 sowie die

ultraroten Linien 10140, 11287 und andere gut durchgelassen. Die Durchlässigkeiten der roten Linien wurden bei der Auswertung der Messungen nicht berücksichtigt, da sie im Spektrum der Quecksilberlampe im Vergleich zu den gemessenen Linien sehr schwach waren und infolgedessen keinen wesentlichen Einfluß bei der thermoelektrischen Intensitätsbestimmung der Quecksilberlampe haben konnten. Im Elektronenstoßrohr sind diese Linien intensiver, aber hier konnten sie das Meßergebnis auch nicht beeinflussen, da die Empfindlichkeit der Photozelle in diesem Spektralbereich Null ist. Sehr groß war die Durchlässigkeit der Filter *A* und *B* für die ultraroten Linien. Durch Filterversuche mit Kupfersulfatlösung wurde der Anteil der ultraroten Linien zu 38 Proz. bei dem Grünfilter und zu 37 Proz. bei dem Gelbfilter bestimmt. Dieser Anteil wurde jedesmal in Rechnung gezogen, jedoch nur bei Messungen mit der Thermosäule. Die Photozelle sprach auf Ultrarot nicht an. Beim Blaufilter war eine Korrektur nicht nötig, da es kein Ultrarot hindurch ließ.

Von diesen 3 Filtern war der Grünfilter ein reines Monochromatfilter für das sichtbare Gebiet, denn es läßt nur die Linie 5461 durch. Das Gelbfilter und das Blaufilter hingegen filtern mehrere Linien zusammen aus. Bei dem Filter *A* war die Durchlässigkeit für alle untersuchten gelben Linien gleich groß. Hier wurde zunächst die absolute Ausbeute für alle Linien zusammen gemessen und dann aus dem photographisch bestimmten Intensitätsverhältnis der Linien die Ausbeute jeder einzelnen Linie berechnet. Dabei wurde auch eine übereinstimmende Empfindlichkeit der Photozelle für alle vier Linien angenommen. Die Empfindlichkeit der Photozelle für 5675 ist zwar etwas größer als für 5790, 5789 und 5769. Der entstehende Fehler wirkt sich aber nicht allzu sehr aus, da die Linie 5675 im Verhältnis zu den anderen drei Linien sehr schwach ist. Filter *C* läßt außer der in Tab. 1 angegebenen Linie 4358 noch 4348 und 4916 hindurch. Für 4348 und 4358 besteht gleiche Filterdurchlässigkeit, für 4916 ist sie geringer; sie beträgt höchstens $\frac{1}{5}$ von der von 4358. Die Empfindlichkeit der Photozelle ist für 4358 und 4348 gleich und mehr als doppelt so groß als für 4916. Außerdem ist 4916 im Vergleich zu 4358 und 4348 eine schwache Linie

des Hg-Spektrums. Aus diesen Gründen wurde bei der Ausrechnung die Intensität von 4916 nicht in Betracht gezogen. Auch hier wurde, wie bei den gelben Linien, zunächst die Ausbeute von 4358 und 4348 gemessen und dann aus dem photographisch bestimmten Intensitätsverhältnis der beiden Linien die Ausbeute jeder einzelnen Linie berechnet.

Die Elektronenstoßanordnung (Fig. 2) ist im wesentlichen schon in den früheren Arbeiten der Verfasser beschrieben. Sie bestand aus einer als Elektronenquelle dienenden Äqui-



Elektronenstoßrohr
Fig. 2

potentialkathode K (ein mit Barium belegtes Nickelblech von etwa 4 mm^2) und drei Anoden A_1 , A_2 , A_3 aus Nickelblech (Fig. 2). Die Elektronen wurden zuerst durch ein zwischen der Kathode und der ersten Anode liegendes Feld (etwa 80 Volt) beschleunigt und zwischen den Anoden A_2 und A_3 auf die gewünschte Geschwindigkeit abgebremst. Durch ein Loch in A_1 und ein mit einem engmaschigen Nickelnetz bedecktes weiteres Loch in A_2 wurde ein definiertes Strahlenbündel ausgesondert. Das gesamte Elektronenbündel, das den Beobachtungsraum zwischen A_2 und A_3 durchlief, trat durch ein in A_3 befindliches großes Loch in einen als Faradaykäfig ausgebildeten Raum ein. Dieser war möglichst

groß gewählt und innen mit Netzen bekleidet, um ein Rückdiffundieren von Elektronen zu verhindern. Den Faradaykäfig umschloß ein mit A_2 verbundener Schutzzylinder, um vagabundierende Elektronen abzuhalten. Auch die Anodenflächen A_1 und A_2 waren mit Schutzzylindern versehen. Diese ganze Anordnung war auf einen Glühlampensockel montiert und in ein weites Glasgefäß eingeschmolzen. Das Elektronen-

stoßrohr wurde sehr gut evakuiert und längere Zeit auf 400° ausgeheizt.

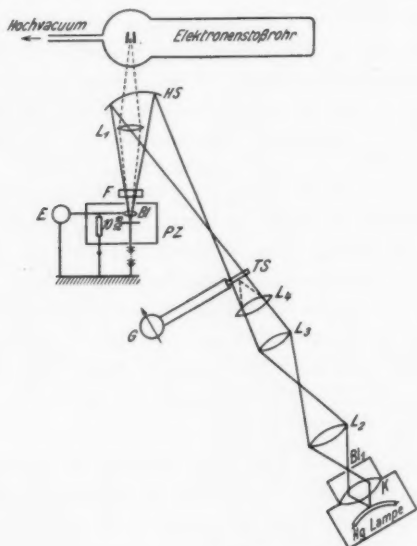
Da es bei dieser Untersuchung auf einen definierten Dampfdruck des Rohres ankam, befand sich ein auf $1/10$ Grad unterteiltes Thermometer am Rohrende, dem tiefsten Temperaturpunkt des Elektronenstoßrohres. Außerdem wurde durch ein Cu-Ni-Thermoelement die Temperatur im feldfreien Beobachtungsraum in etwa 1 cm Entfernung vom Elektronenstrahl dauernd kontrolliert. Die Eichung des Thermoelementes erfolgte in einem erwärmten Wasserbad mit einem Vergleichsthermometer. Das Thermoelement gab im Beobachtungsraum des Elektronenstoßrohres eine Temperatur von ungefähr 3° C mehr an, als sie am Rohrende gemessen worden war. Diese Temperaturdifferenz konnte keinen Einfluß auf das Ergebnis der absoluten Ausbeute haben. Sie wurde deshalb bei der Berechnung nicht in Betracht gezogen. Die Elektronenstoßrohre mußten teilweise während der Messungen hoch belastet werden. Dabei war es unvermeidlich, daß Gasreste des Rohres frei wurden, die das Meßergebnis fälschen konnten. Bei den letzten Messungen wurden deshalb die Rohre nicht mehr abgeschmolzen, sondern an der Hochvakuumapparatur gelassen und während des Betriebes ständig evakuiert.

Die Strahlung des Elektronenstoßrohres wurde durch die Linse L_1 (Fig. 3) auf die Photozelle PZ abgebildet. Im Strahlengang zwischen Elektronenstoßrohr und Photozelle befand sich das Monochromatfilter F , das die zu untersuchende Strahlung aussonderte. Die Photozelle befand sich zum elektrostatischen Schutz in einem mit einer Kreisblende versehenen Blechkasten. Die Abbildung der mit der Photozelle gemessenen Strahlung mußte so erfolgen, daß alles Licht ungehindert durch die Blende Bl auf den Metallbelag der Photozelle fallen konnte. Die Blendenöffnung konnte durch einen Schieber geöffnet und geschlossen werden.

Je nach Intensität und Lage im spektralen Gebiet der zu untersuchenden Linien wurde die Empfindlichkeit der Zelle durch Wahl der Spannungen zwischen 100 und 140 Volt variiert. Die Messungen erfolgten zum Teil durch Aufladen des Elektrometers und bei größeren Intensitäten über einen

Ableitungswiderstand. In beiden Fällen zeigten die Versuchsergebnisse keine wesentlichen Abweichungen voneinander.

Vor und nach der Messung des Elektronenstoßleuchtens wurde die Photozelle mit einer Hg-Lampe geeicht. Die Hg-Lampe (Fig. 3) befand sich in einem für Licht vollständig nach außen abgeschlossenen Blechkasten. Die Lampe er-



Versuchsanordnung

Fig. 3

reichte, wie durch thermoelektrische und photoelektrische Messungen festgestellt wurde, nach einiger Zeit des Einbrennens sehr gute Konstanz. Die Stromstärke der Lampe wurde während der Messung dauernd kontrolliert. Das Licht der Hg-Lampe wurde durch den Kondensor K auf die Kreisblende Bl_1 abgebildet. Diese wurde durch die Linsen L_2 und L_3 und den Hohlspiegel HS auf die Photozelle abgebildet. Dabei wurde die Linse L_1 entfernt und an ihre Stelle der Hohlspiegel gesetzt. Außer dem Monochromatfilter F befand

sich vor der Photozelle im Strahlengang eine Grauglasplatte, die die Intensität der Hg-Lampe auf einen bekannten Bruchteil abschwächte. Es wurden mehrere Grauplatten verwandt, sie wurden bei der Messung so gewählt, daß der Elektrometerausschlag für die abgeschwächte Hg-Lampe ungefähr mit dem Elektrometerausschlag für das Elektronenstoßbleuchten übereinstimmte.

Die absolute Energiebestimmung der Linien der Hg-Lampe erfolgte mit einer Mikrothermosäule, die im Strahlengang an die Stelle *TS* gebracht wurde. Die Blende *Bl*₁ wurde mit Hilfe der Linse *L*₄ scharf auf die Lötstellen der Thermosäule abgebildet. Das sonst vor der Photozelle befindliche Filter wurde hinter *Bl*₁ gesetzt. Der Thermostrom wurde mit dem Galvanometer *G* gemessen. Damit eine definierte Energiemenge auf Thermosäule und Photozelle fällt, muß der Lichtverlust bei der Spiegelreflexion berücksichtigt werden. Er betrug ungefähr 10 Proz., wie durch thermoelektrische Strahlungsmessungen festgestellt wurde. Dieser Verlust brauchte nicht in Anrechnung gesetzt zu werden, da die bei der Messung mit der Thermosäule eingeführte Linse *L*₄ ungefähr den gleichen Verlust gab.

Die absolute Eichung der Thermosäule erfolgte mit einer Hefnerkerze. Diese befand sich hinter einer Schutzblende mit weiter Öffnung. Eine zweite gut ausgeführte Kreisblende mit genau definierter Öffnung befand sich vor der Thermosäule. Durch diese Blendenöffnung war die von der Hefnerkerze bestrahlte Fläche der Thermosäule bestimmt. Der Blendendurchmesser wurde mikroskopisch gemessen. Wegen der thermoelektrischen Messungen war die Apparatur sehr temperaturempfindlich. Konstanz wurde erst nach ungefähr einstündiger Betriebszeit erreicht.

Die einzelnen Messungen erfolgten in beliebiger Reihenfolge und wurden abwechselnd auf Reproduzierbarkeit geprüft. Zur Ausführung der Messungen waren zwei Personen erforderlich. Während einer Messung mußten die drei, die Intensität beeinflussenden Faktoren des Elektronenstoßrohres: Dampfdruck, Stromdichte und Elektronengeschwindigkeit konstant gehalten werden.

Auswertung der Messungen

Zur Erläuterung des Weges, der zur Auswertung der Messungen beschritten wurde, soll im folgenden ein Beispiel für die grüne Quecksilberlinie 5461 ÅE vollständig durchgerechnet werden. Die elektrometrische Messung erfolgte hierbei durch Aufladung.

Eichung der Thermosäule mit der Hefnerkerze

Die gesamte Strahlungsenergie einer Hefnerkerze beträgt in horizontalem Abstand von 1 m 0,000225 cal pro Sekunde und Quadratzentimeter oder 940 Erg/sec cm². Bei der vorliegenden Messung war die vor der Thermosäule stehende kreisförmige Blende 50 cm von der Hefnerkerze entfernt. Der Radius der Blende war 0,205 cm groß. Die von der Hefnerkerze beleuchtete Fläche war also 0,132 cm². Der auf diese Fläche gestrahlten Energie entsprach ein Ausschlag des mit der Thermosäule verbundenen Galvanometers von 60 Skt. Der Ausschlag, umgerechnet auf einen Blendenabstand von einem Meter und einer Blendenöffnung von 1 cm², beträgt:

$$(1) \quad \frac{60}{4} \cdot \frac{1}{0,132} = 114 \text{ Skt.}$$

940 Erg/sec geben also einen Ausschlag von 114 Skt.

Eichung der Quecksilberlampe

Die im Strahlengang ausgenutzte Intensität der Linie 5461 der Quecksilberlampe verursachte bei Bestrahlung der Thermosäule einen Galvanometerausschlag von 76 Skt. Diesen entsprach eine Strahlungsenergie von:

$$(2) \quad \frac{940}{114} \cdot 76 = 628 \text{ Erg/sec.}$$

Davon entfällt 38 Proz. auf die ultraroten Linien und 62 Proz. auf die grüne Linie. Denn wurden die ultraroten Linien durch ein weiteres Filter von verdünnter Kupfersulfatlösung absorbiert, so sank der Ausschlag der Thermosäule auf 62 Proz. Auf die grüne Linie allein fällt also ein Anteil an Strahlungsenergie von

$$(3) \quad 628 \cdot \frac{62}{100} = 388 \text{ Erg/sec.}$$

Eichung der Photozelle mit der Quecksilberlampe

Durch Graufilter wurde die Intensität der Linie 5461 der Quecksilberlampe auf $\frac{1}{55000}$ abgeschwächt. Die auf die Photozelle auffallende Strahlungsenergie war also:

$$(4) \quad \frac{388}{55000} = 7,04 \cdot 10^{-3} \text{ Erg/sec.}$$

Bei dieser Bestrahlung betrug die Aufladezeit des mit der Photozelle verbundenen Quadrantelektrometers 50,5 Sek. Einer Aufladezeit von 1 Min. entsprach also eine Energie von:

$$(5) \quad 7,04 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{50,5}{60} = 5,93 \cdot 10^{-3} \text{ Erg/sec.}$$

Bestimmung der Strahlungsenergie des Elektronenstoßrohres

Bei Belichtung der Photozelle mit der grünen Linie des Elektronenstoßrohres war für die gleiche Aufladestrecke eine Aufladezeit von 39 Sek. erforderlich. Also betrug die auf die Photozelle auffallende Strahlung:

$$(6) \quad 5,93 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{60}{39} \text{ Erg/sec} = 9,12 \cdot 10^{-3} \text{ Erg/sec.}$$

Die Durchlässigkeit des Grünfilters betrug 80 Proz. Ohne Filterverlust wären auf die Photozelle aufgefallen:

$$(7) \quad 9,12 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{100}{80} = 1,14 \cdot 10^{-2} \text{ Erg/sec.}$$

Ferner muß der Reflexionsverlust an der Wand des Elektronenstoßrohres und an der den leuchtenden Strahl auf die Photozelle abbildenden Linse berücksichtigt werden. Setzt man ihn mit 8 Proz. in Rechnung, so vergrößert sich der obige Energiewert auf

$$(8) \quad 1,14 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{100}{92} = 1,27 \cdot 10^{-2} \text{ Erg/sec.}$$

Dagegen spielen die Reflexionsverluste der von der Quecksilberlampe ausgesandten Strahlung an dem Spiegel S und an der Linse L_4 keine Rolle, da sie sich gegenseitig kompensieren.

Der von der Strahlung des Elektronenstoßrohres ausgenutzte Raumwinkel ist bestimmt durch Linsenfläche und Linsenentfernung vom Elektronenstrahl. Die Entfernung r der

Linse vom Elektronenstrahl betrug 17 cm, der Linsendurchmesser 2ρ betrug 3,76 cm. Die Gesamtstrahlung des Elektronenstoßrohres erhält man durch Multiplikation von Gleichung (8) mit dem Verhältnis von Kugeloberfläche und Linsenfläche, das ist:

$$\frac{4\pi r^2}{\pi \varrho^2} = 327.$$

Die Gesamtstrahlung des Elektronenstoßrohres beträgt also:

$$(9) \quad 1,27 \cdot 10^{-2} \cdot 327 = 4,15 \text{ Erg/sec.}$$

Strahlung bezogen auf ein Elektron

Der in den Faradaykäfig gelangende Elektronenstrom betrug:

$$\begin{aligned} J &= 445 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.} \\ &= 280 \cdot 10^{13} \text{ Elektronen/sec} \end{aligned}$$

Aus (9) und (10) berechnet sich die Strahlungsenergie, die auf jedes Elektron kommt, das den feldfreien Beobachtungsraum durchlaufen hat:

$$(11) \quad \frac{4,15}{280 \cdot 10^{13}} = 1,48 \cdot 10^{-15} \text{ Erg/Elektron.}$$

Ein Lichtquant $h\nu$ der Wellenlänge 5461 hat eine Energie:

$$(12) \quad h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} = \frac{6,55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{5,46 \cdot 10^{-5}} = 3,60 \cdot 10^{-12} \text{ Erg.}$$

Die Zahl der auf jedes gemessene Elektron kommenden Lichtquanten ergibt sich aus (11) und (12) zu

$$(13) \quad \frac{h\nu}{\text{Elektron}} = \frac{1,48 \cdot 10^{-15}}{3,60 \cdot 10^{-12}} = 0,41 \cdot 10^{-3}$$

Das heißt auf 2440 Elektronen, die den feldfreien Beobachtungsraum durchlaufen haben, kommt die Emission eines Lichtquanten von 5461.

Wir haben nun die Stoßzahl noch in Rechnung zu setzen. Zunächst muß man definieren, was man unter Stoß verstehen will. Entweder man rechnet den Stoß nach der kinetischen Gastheorie für Elektronen aus, dann wird die freie Weglänge der Elektronen

$$\lambda = \frac{1}{N\pi r^2}$$

worin

N die Zahl der Atome pro Kubikzentimeter und
 r der gaskinetische Stoßradius der Atome ist.

Diese Art der Berechnung hat den großen Vorteil, daß man unabhängig ist von experimentellen Bestimmungen der freien Weglänge. Nötig ist diese Art der Bestimmung bei solchen Gasen, für welche noch keine Messungen der freien Weglänge vorliegen. Natürlich muß man sich darüber im klaren sein, daß der einfach nach der Formel der kinetischen Gastheorie für Elektronen berechneten freien Weglänge unter Benutzung des nur für den Stoß zwischen Atomen gültigen Querschnitts keinerlei Realität zukommt, sondern nur eine bequeme Festsetzung für die Definition der absoluten Ausbeute ist. Bei Quecksilber ist die freie Weglänge der Elektronen aus Wirkungsquerschnittsmessungen von Brode bekannt, und man kann daher auch mit den experimentell gefundenen Werten rechnen. Dies bringt den Nachteil mit sich, daß jetzt die Werte für absolute Ausbeute auch noch von der Genauigkeit der Messung der freien Weglänge abhängig werden. Insbesondere muß auch die Abhängigkeit der freien Weglänge von der Geschwindigkeit berücksichtigt werden. Daher wird das Verhältnis der absoluten Ausbeute bei zwei verschiedenen Spannungen, einmal berechnet für gaskinetischen Querschnitt, ein andermal für Wirkungsquerschnitt, nicht das gleiche. Der Vollständigkeit halber geben wir hier die Ausbeuten sowohl unter Zugrundelegen des gaskinetischen Querschnitts als auch des Wirkungsquerschnitts an.

Zunächst rechnen wir mit dem gaskinetischen Querschnitt. Es sei N_0 die Zahl der Elektronen, die durch die Blendenöffnung in den Beobachtungsraum treten, N_1 der Anteil, der ohne Stoß durch den Beobachtungsraum läuft. N^* die Zahl der Elektronen, die vom Faradaykäfig aufgefangen und galvanometrisch gemessen werden, N_z die Zahl der Elektronen, die im Beobachtungsraum stoßen, λ die freie Weglänge, x die Länge des Beobachtungsraumes. Dann ist

$$(I) \quad N_1 = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

und

$$(II) \quad N_0 - N_1 = N_z.$$

Wir benötigen nun eine Beziehung zwischen N_z und N^* , dem was wir wirklich messen. Um dies genau angeben zu können, müßten wir das Gesetz für die Winkelverteilung nach dem Stoß kennen. Leider liegen noch keine eindeutigen Messungen vor, die Angaben der einzelnen Autoren widersprechen sich sogar.¹⁾ Wahrscheinlich ist die Zahl der nach vorn unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen größer als die der gleichmäßiger Winkelverteilung entsprechen würde. Die nach vorn gestreuten Elektronen werden vollständig vom Faradaykäfig aufgefangen, die nach der Seite und die nach hinten gestreuten dagegen nicht. Wir vermuten, daß bei unserer experimentellen Anordnung etwa die Hälfte aller Elektronen nach erfolgtem Stoß gemessen wird, die andere Hälfte verlorengeht. Es ist also

$$(III) \quad N^* = N_0 - \frac{1}{2} N_z = N_1 + \frac{1}{2} N_z.$$

In unserem Beispiel war $x = 1$ cm und die Temperatur 26° . Der Dampfdruck des Quecksilbers bei 26° wurde zu $p_0 = 2,0 \cdot 10^{-3}$ mm (reduziert auf 0°) aus den Critical Tables entnommen. Bei 26° ist dann der Quecksilberdampfdruck $p = 1,82 \cdot 10^{-3}$ mm. Der Radius eines Quecksilberatoms beträgt $1,8 \cdot 10^{-8}$ cm. Hieraus ergibt sich die freie Weglänge

$$\lambda = \frac{1}{N \pi r^2} \cdot \frac{760}{p} = 15 \text{ cm}.$$

Damit wird die Zahl der Zusammenstöße N_0 aus (III) eingesetzt

$$N_z = N_0 - N_1 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda}}\right) = N_0 \cdot \frac{x}{\lambda} \left(1 - \frac{x}{2\lambda}\right)$$

$$N_z = N^* \cdot \frac{x}{\lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{2\lambda}\right)^2\right] = N^* \cdot 0,0663$$

Andererseits geben die oben erwähnten Untersuchungen von Brode für den Absorptionskoeffizienten α und die daraus berechnete freie Weglänge der Elektronen im Quecksilberdampf folgende Werte:

1) Vgl. R. Brode, *Physik. Rev.* **35**, S. 507. 1930.

$\alpha = 55$ bei 1 mm Quecksilberdampf

also

$\alpha = 0,100$ bei 0,00182 mm Quecksilberdampf,

und

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} = 10 \text{ cm.}$$

Die „wahre“ freie Weglänge bei 60 Volt ist also gerade $\frac{2}{3}$ der gaskinetisch berechneten. Mit diesem Werte würde sich die Zahl der Stöße zu

$$N_s = N^* \cdot \frac{x}{\lambda} \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{2\lambda} \right)^2 \right] = N^* \cdot 0,099.$$

ergeben.

Für die Abschätzung, wieviel eine wesentlich selektivere Streuung der Elektronen unser Resultat fälschen könnte, muß man selbstverständlich mit der wahren freien Weglänge von Brode rechnen. Würden etwa 50 Proz. aller Stöße Streuung unter selektivem Winkel geben, so würde dies den von uns eingesetzten Elektronenstrom um weniger als $\frac{1}{2}$ Proz. fälschen.

Hingegen sind die zweifachen Stöße eines Elektrons mit einem Atom nicht zu vernachlässigen. Eine genaue Berechnung für die Wahrscheinlichkeit eines im Beobachtungsraum erfolgenden zweiten Stoßes ist nicht durchführbar. Doch läßt sie sich zu etwa $0,007 \pm 0,002$ abschätzen, falls die Wahrscheinlichkeit für erstmalige Stöße etwa 0,1 beträgt, wie in unserem Fall. Ist der erste Stoß elastisch, so erfolgt der zweite Stoß bei der gleichen Geschwindigkeit wie der erste, andernfalls bei einer um etwa 10 Volt verminderten Geschwindigkeit, also etwa bei 50–55 Volt. Da sich die relative Ausbeute (Anregungsfunktion) in diesem Geschwindigkeitsbereich wenig ändert, wird also die Wahrscheinlichkeit der Anregung bei einem zweiten Stoß die gleiche wie bei einem ersten. Für die Ausbeuteberechnung dürfen wir demnach die zweiten Stöße einfach zu den ersten addieren. In unserem Falle wird durch die zweiten Stöße die Stoßzahl um 7 Proz. erhöht. Damit wird die gaskinetisch berechnete Stoßzahl

$$(16) \quad N_s = N \cdot 0,071$$

und die aus dem Wirkungsquerschnitt berechnete Stoßzahl:

$$(17) \quad N_s = N \cdot 0,106^1)$$

Absolute Ausbeute

Aus (13) und (16) bzw. (17) ergibt sich die absolute Ausbeute pro Stoß und zwar bezogen auf wahren Stoß zu

$$A = \frac{0,41 \cdot 10^{-3}}{0,107} = 3,85 \cdot 10^{-3}$$

und bezogen auf gaskinetischen Stoß zu

$$A = \frac{0,41 \cdot 10^{-3}}{0,071} = 5,8 \cdot 10^{-3}.$$

Das heißt, die Emission eines Lichtquants der Wellenlänge 5461 erfolgt im Mittel nach jedem 172. Stoß unter Zugrundelegung des gaskinetischen Querschnitts von Atomen gegenüber von Elektronen oder nach jedem 260. Stoß unter Zugrundelegung des wahren Wirkungsquerschnitts für die Stoßzahlberechnung.

Die Genauigkeit unserer Messungen der absoluten Ausbeute ist sehr schwer abzuschätzen, denn die möglichen Fehler bei den verschiedenen Teilmessungen sind beträchtlich, werden sich aber teilweise kompensieren. Wir wollen wenigstens ungefähr die Genauigkeit der Teilmessungen angeben. Ein Maß für die Genauigkeit erhält man, wenn man ein und dieselbe unter verschiedenen Bedingungen wiederholt und sieht, wie die Ergebnisse übereinstimmen. So wurde beispielsweise die Eichung der Thermosäule mit der Hefnerkerze unter Verwendung verschieden großer Abstände und Blenden ausgeführt, sowie der Einfluß der Gestalt der Hefnerkerze bestimmt. Es ergaben sich folgende Genauigkeiten der Einzelmessungen:

1. Eichung der Thermosäule mit der Hefnerkerze: Genauigkeit 3 Proz.

2. Eichung der Quecksilberlampe mit der Thermosäule: möglicher Fehler des Filters 3 Proz., Schwankungen der Quecksilberlampe 1 Proz., zusammen 4 Proz.

1) Die Korrektur für zweifache Stöße ließe sich natürlich durch Erniedrigung des Quecksilberdampfdrucks leicht vermeiden. Wir arbeiteten bei einem Dampfdruck, welcher der Zimmertemperatur entsprach, und diese betrug um diese Zeit etwa 26°. Nur wenige Messungen konnten bei tieferer Temperatur ausgeführt werden.

3. Eichung der Photozelle mit der Quecksilberlampe: möglicher Fehler des Grauglasabschwächers 2 Proz., Schwankungen der Quecksilberlampe 1 Proz., zusammen 3 Proz.

4. Bestimmung der Strahlungsenergie des Elektronenstoßrohres: Genauigkeit der Berechnung der geometrischen Dimensionen 2 Proz., Verlust beim Durchgang durch die Glaswand, 2 Proz., zusammen 4 Proz.

5. Strahlungsenergie, bezogen auf Elektronenstrom: Genauigkeit der Strommessung wegen unvermeidlicher Schwankung 1 Proz.

6. Ausbeute bezogen auf Stoß: Genauigkeit der Messung der Länge des Strahlenbündels im Beobachtungsraum 4 Proz., Genauigkeit der Dampfdruckangabe 2 Proz., zusammen 6 Proz.

Nicht berücksichtigt sind Fehler bei der Intensitätsmessung infolge Störung im Elektronenstoßrohr, seien sie durch Wandladungen, Raumladungen, Durchgriff des Feldes, stufenweise Anregung über metastabile Atome oder anderes verursacht. Unsere Versuchsbedingungen waren zwar so gewählt, daß wir glauben, einen größeren Einfluß solcher Störungen ausgeschlossen zu haben, immerhin könnten sich solche Fehler doch zu einigen Prozent summieren. Die Anforderungen, die hier an Störungsfreiheit gestellt werden, sind wesentlich größer als bei der Bestimmung von Anregungsfunktionen, da es hierbei nur auf Intensitätsverhältnisse ankommt, bei unseren jetzigen Messungen aber auf absolute Intensitäten. Überdies mußten wir aus Intensitätsgründen mit verhältnismäßig hohem Strom arbeiten. Daher wurde in dieser Arbeit auch davon abgesehen, die Genauigkeit einiger Teilmessungen über den oben angegebenen Betrag hinaus zu verbessern. Unsere Messungen der absoluten Ausbeute machen also keineswegs den Anspruch höchster Genauigkeit. Wir glauben aber, daß auf Grund unserer jetzigen Erfahrung, sowie einiger erst in jüngster Zeit gewonnener Erkenntnisse wirklich genaue Messungen der absoluten Ausbeute ausgeführt werden können und haben solche Präzisionsmessungen für später in Aussicht genommen. Eine an diese Arbeit direkt anschließende Wiederholung der Messungen wurde leider durch äußere Umstände verhindert.

Resultate

In Tab. 2 sind die Temperaturen für die an verschiedenen Tagen durchgeführten Messungen zusammengestellt. Aus diesen

Tabelle 2

Linie	Temperatur in Grad		
4348	24,2	26	26
4358	24,2	26	26
5461	26	24,2	24,5
5675	24,2	26	—
5769	24,2	26	—
5789 }	24,2	26	—
5790 }			

Temperaturen berechnet sich nach dem im vorigen Abschnitt gegebenen Beispiel die Stoßzahl. Durch Kombination mit der gemessenen Lichtintensität ergibt sich die Ausbeute. Und zwar konnten die Messungen mit Grünfilter sofort in der oben beschriebenen Weise zur Bestimmung der Ausbeute von 5461 benutzt werden. Hingegen mußte bei Bestimmung der absoluten Ausbeute der blauen und gelben Linien das Intensitätsverhältnis der Linien photographisch unter den gleichen Bedingungen festgestellt werden. Wegen der benachbarten Lage wurde für die Linien 4348 und 4358 einerseits, für 5790, 5769 und 5675 andererseits eine übereinstimmende Empfindlichkeit der photographischen Platte vorausgesetzt. Es ergab sich bei 60 Volt das Intensitätsverhältnis der blauen Linien zu

$$J_{4358} : J_{4348} = 2 : 1.$$

Bei den gelben Linien konnten 5790 und 5789 spektrographisch nicht getrennt werden. Bei 60 Volt betrug das Intensitätsverhältnis:

$$J_{5790 + 5789} : J_{5769} : J_{5675} = 8 : 4 : 1.$$

Bei Berücksichtigung dieser Intensitätsverhältnisse wurden die absoluten Ausbeuten der Linien 4348, 4358, 5461, 5769, 5675, 5789 und 5790 bestimmt. Sie sind in Tab. 3 eingetragen. Die Reihenfolge der Messungen entspricht genau der Aufstellung in Tab. 2. In der letzten Spalte sind die Mittelwerte ausgerechnet.

Tabelle 3

Linie	Ausbeute			
	I. Messung	II. Messung	III. Messung	Mittelwerte
4348	$2,53 \cdot 10^{-3}$	$2,92 \cdot 10^{-3}$	$2,63 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$
4358	$5,09 \cdot 10^{-3}$	$5,98 \cdot 10^{-3}$	$5,24 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$
5461	$3,85 \cdot 10^{-3}$	$4,95 \cdot 10^{-3}$	$4,39 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$
5675	$0,84 \cdot 10^{-3}$	$0,87 \cdot 10^{-3}$	—	$0,85 \cdot 10^{-3}$
5769	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	—	$3,35 \cdot 10^{-3}$
5789 } 5790 }	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	—	$6,85 \cdot 10^{-3}$

Aus dem Verlauf der Anregungsfunktionen der Linien, die von dem einen von uns bestimmt wurden, kann die absolute Ausbeute im Anregungsmaximum berechnet werden. Dabei vergrößern sich die Ausbeuten der Linien 5461 und 4358 um mehr als das dreifache, die Ausbeuten der anderen Linien bleiben ungefähr die gleichen. In Tab. 4 sind die genauen Verhältnisse der Intensitäten der in Frage kommenden Linien im Anregungsfunktionsmaximum bei 60 Volt und bei 10 Volt angegeben.

Tabelle 4

Linie	Anregungs- maximum bei	Intensität im Anregungs- maximum dividiert durch Intensität bei 60 Volt	Intensität bei 10 Volt durch In- tensität bei 60 Volt
4348	30 Volt	1,13	0,18
4358	9,3 "	3,4	3,4
5461	9,3 "	3,4	3,4
5675	45 "	1,10	0,00
5769	30 "	1,13	0,78
5789 } 5790 }	30 "	1,12	0,34

Bei der Berechnung der Ausbeuten im Anregungsmaximum bezogen auf wahren Stoß darf die Abhängigkeit der Stoßzahl von der Voltgeschwindigkeit nicht vergessen werden. In Tab. 5, Spalte 3 sind die von Brode bestimmten Absorptionskoeffizienten für Elektronen in Quecksilberdampf bei den interessierenden Voltgeschwindigkeiten zusammengestellt. Im Maximum der Anregungsfunktion ist der Absorptionskoeffizient und damit die Stoßzahl immer größer als bei 60 Volt. Daher erhöhen sich die Ausbeuten für wahren Stoß im Anregungs-

maximum im Verhältnis der in Tab. 5, Spalte 4 berechneten Zahlen.

Tabelle 5

Linie	Anregungs- maximum bei	Absorptionskoeffi- zient von Brode	Stoßzahl dividiert durch Stoßzahl bei 60 Volt
4348	30 Volt	58	1,05
4358	9,3 "	73	1,32
5461	9,3 "	73	1,32
5675	45 "	57	1,04
5769	30 "	58	1,05
5789 } 5790 }	30 "	58	1,05
	bei 60 Volt	55	

Unter Verwendung dieser Werte sind die Mittelwerte der gemessenen Ausbeuten nochmals zusammengestellt, und zwar bezogen 1. auf wahren Stoß bei 60 Volt, 2. auf gaskinetischen Stoß zwischen Atomen und Elektronen bei 60 Volt, 3. sind die Maximalausbeuten bezogen auf wahren Stoß und 4. die Maximalausbeuten bezogen auf gaskinetischen Stoß berechnet.

Tabelle 6

Linie		Ausbeute bei 1000 Stößen, bezogen auf			
Wellen- länge	Term- bezeichnung	wahren Stoß bei 60 Volt	gaskine- tischen Stoß bei 60 Volt	wahren Stoß im An- regungs- maximum	gaskine- tischen Stoß im An- regungs- maximum
4348	$2^1P_1 - 4^1D_2$	2,7	4,0	2,9	4,5
4358	$2^1P_1 - 2^1S_1$	5,4	8,1	13,9	27,5
5461	$2^1P_2 - 2^1S_1$	4,4	6,6	11,4	22,5
5675	$2^1S_1 - 5^1P_1$	0,85	1,3	0,9	1,4
5769	$2^1P_1 - 3^1D_2$	3,4	5,1	3,7	5,8
5789 } 5790 }	$2^1P_1 - 3^1D_1$ } $2^1P_1 - 3^1D_2$ }	6,9	10	7,4	11,5
4047	$2^3P_0 - 2^3S_1$	2,5	3,8	6,4	13
4047 } 4358 } 5461 }	$2^3P_0 - 2^3S_1$ } $2^1P_1 - 2^1S_1$ } $2^1P_2 - 2^1S_1$ }	12	19	32	63
5769 } 5789 } 5790 }	$2^1P_1 - 3^1D_2$ } $2^1P_1 - 3^1D_1$ } $2^1P_1 - 3^1D_2$ }	10	15	11	17

W. Ende¹⁾ hat das Intensitätsverhältnis des ganzen Quecksilbertripletts 5461, 4358 und 4047 bestimmt, und zwar zu 60:100:49. Aus einer Kombination seiner Messungen dieses Intensitätsverhältnisses und unserer Messungen der absoluten Ausbeuten von 5461 und 4358 kann die absolute Ausbeute von 4047 berechnet werden. Die Mittelwerte sind auch in Tab. 4 eingetragen.

Interessant ist ferner eine Zusammenstellung der Ausbeuten für die grüne, blaue und violette Quecksilberlinie einerseits und für die gelben Linien andererseits. Auch dies ist in Tab. 6 geschehen. Als Gesamtausbeute des vom 2^2S_1 -Zustand eingehenden Triplets 4047, 4358 und 5461 erhält man also im Anregungsfunktionsmaximum $32 \cdot 10^{-3}$. Vergleicht man dies mit der Summe der Ausbeuten an den drei gelben Quecksilberlinien, so erhält man hier nur $11 \cdot 10^{-3}$, also einen wesentlich kleineren Wert. Dazu kommt noch, daß das Maximum der Ausbeutekurve gerade für das Triplet bei sehr günstigen kleinen Voltgeschwindigkeiten liegt, wie sie z. B. in der Quecksilberbogenentladung vorherrschen. Berechnet man die Ausbeuten für etwa 10 Volt, so bleibt der Wert für das Triplet fast der Maximalwert, also $32 \cdot 10^{-3}$, während er für die gelben Linien sich auf ein Viertel des Maximalwertes, also $3 \cdot 10^{-3}$ reduziert. Wenn man sich dies überlegt, versteht man, warum in der Quecksilberbogenlampe das Triplet 5461, 4358 und 4047 gegenüber den andern sichtbaren Quecksilberlinien so außerordentlich stark ist.

In der letzten Zeit ist von Hulburt²⁾ die Strahlung der Quecksilberlampe mit der Thermosäule gemessen worden. Er berechnet daraus die Zahl der von den Atomen pro Sekunde ausgestrahlten Lichtquanten und erhielt für die Linien:

5790, 5789 und 5769 zusammen	11,4	Lichtquanten pro Sekunde
5461	8,9	" " "
4358	5,0	" " "

In der Quecksilberlampe ist also im Gegensatz zum Elektronenstoßrohr die grüne Linie 5461 intensiver als die blaue. In

1) W. Ende, Ztschr. f. Phys. **56**, S. 503. 1929.

2) E. O. Hulburt, Phys. Rev. **32**, S. 593. 1928.

der Quecksilberlampe ist allerdings eine Veränderung des Intensitätsverhältnisses durch Absorption sehr wahrscheinlich, so daß das Verhältnis der Lichtausbeuten von 5461 und 4358 in beiden Lichtquellen verschieden sein muß. Zu den Intensitätsangaben von Hulburt über die gelben Linien kann keine Stellung genommen werden, da die Elektronengeschwindigkeit bei Ausbeutebestimmungen mit in Betracht gezogen werden muß und diese in der Quecksilberlampe nicht definiert ist. Ebenso wenig kann die Gesamtausbeute für die grüne und blaue Linie einerseits und die gelben Linien andererseits mit den entsprechenden Angaben von Hulburt verglichen werden, da hierfür sowohl die Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen als auch die Stärke der Selbstabsorption bei Hulburt fehlten.

Statt der Ausbeute kann man auch die reziproke Größe betrachten, die angibt, wieviel Stöße zwischen Atomen und Elektronen der betreffenden Geschwindigkeit im Mittel nötig sind, damit ein Lichtquant einer bestimmten Frequenz emittiert wird. Diese Zahlen sind in Tab. 7 aufgeführt.

Tabelle 7

Wellenlänge	Linie Termbezeichnung	Zahl der zur Emission eines Lichtquants nötigen Stöße, bezogen auf			
		Wirkungsquerschnitt bei 60 Volt	gaskinetischen Querschnitt bei 60 Volt	Wirkungsquerschnitt im Anregungsmaximum	gaskinetischen Querschnitt im Anregungsmaximum
4348	$2^1P_1 - 4^1D_2$	370	250	350	220
4358	$2^3P_1 - 2^3S_1$	185	125	72	36
5461	$2^3P_2 - 2^3S_1$	230	150	88	44
5675	$2^3S_1 - 5^1P_1$	1180	770	1100	710
5769	$2^1P_1 - 3^3D_2$	295	195	270	170
5789	$2^1P_1 - 3^1D_2$	145	98	135	87
5790	$2^1P_1 - 3^1D_1$				
4047	$2^3P_0 - 2^3S_1$	400	270	155	77
4047	$2^3P_0 - 2^3S_1$	81	54	31	16
4358	$2^3P_1 - 2^3S_1$				
5461	$2^3P_2 - 2^3S_1$				
5769	$2^1P_1 - 3^3D_2$	97	65	90	58
5789	$2^1P_1 - 3^3D_1$				
5790	$2^1P_1 - 3^1D_2$				

Tab. 8 gibt die Zahl der Lichtquanten der einzelnen Linien an, die im Abstand von 1 Meter vom Elektronenstrahl pro Quadratcentimeter und Sekunde beobachtet werden können, wenn in Quecksilberdampf von 10^{-3} mm ein Elektronenstrahl von 10^{-10} Amp. und einer Länge von 1 cm verläuft. Die Zahl der Lichtquanten der einzelnen Linien sind für 60 und 10 Volt und für das Anregungsmaximum berechnet. Dabei wurde die Zahl der stoßenden Elektronen nach der Beziehung

$$N_z = N \cdot \frac{x}{\lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{2\lambda} \right)^2 \right]$$

ermittelt.

Hier war

$$\lambda = 18,2 \text{ cm,}$$

$$N_z = N \cdot 0,0549,$$

$$10^{-10} \text{ Amp.} = 0,629 \cdot 10^9 \text{ Elektronen pro Sek.,}$$

davon stoßen

$$0,629 \cdot 10^9 \cdot 5,49 \cdot 10^{-2} = 3,45 \cdot 10^7 \text{ pro Sek.,}$$

auf 1000 Stöße kommen bei 60 Volt

$$2,7 \text{ Lichtquanten von 4358,}$$

Tabelle 8

Linie		Zahl der Lichtquanten im Abstand von 1 m pro Sekunde und Quadratcentimeter Elektronenstrom 10^{-10} Amp. Strahllänge 1 cm. Dampfdruck 10^{-3} mm		
Wellenlänge	Termbezeichnung	bei 60 Volt	im Anregungsmaximum	bei 10 Volt
4348	$2^1P_1 - 4^1D_2$	0,74	0,84	0,14
4358	$2^3P_1 - 2^3S_1$	1,48	5,0	5,0
5461	$2^3P_2 - 2^3S_1$	1,21	4,1	4,1
5675	$2^3S_1 - 5^1P_1$	0,23	0,25	0,0
5769	$2^1P_1 - 3^3D_2$	0,93	1,05	0,74
5789	$2^1P_1 - 3^3D_1$	1,9	2,1	0,65
5790	$2^1P_1 - 3^1D_2$			
4047	$2^3P_0 - 2^3S_1$	0,68	2,3	2,3
4047	$2^5P_0 - 2^3S_1$	3,4	11,5	11,5
4358	$2^3P_1 - 2^3S_1$			
5461	$2^3P_2 - 2^3S_1$			
5769	$2^1P_1 - 3^3D_2$	2,9	3,2	1,4
5789	$2^1P_1 - 3^3D_1$			
5790	$2^1P_1 - 3^1D_2$			

also hier

$$3,45 \cdot 10^4 \cdot 2,7 = 9,3 \cdot 10^4 \text{ Lichtquanten.}$$

Der auf eine Fläche von 1 cm^2 in einem Meter Abstand fallende Teil ergibt sich durch Division der letzten Zahl durch

$$4r^2\pi = 12,56 \cdot 10^4,$$

endlich ergibt sich für die Linie 4348 0,74 Lichtquanten pro Sekunde. Die Werte im Anregungsmaximum und bei 10 Volt erhält man durch Multiplikation dieser Zahl mit dem Intensitätsfaktor der Anregungsfunktion (Tab. 4).

Lichtelektrische Bestimmung der Anregungsfunktionen

Die lichtelektrische Messung des Elektronenstoßleuchtens gibt zugleich eine einfache Methode zur Anregungsfunktionsbestimmung, wenn es möglich ist, eine Spektrallinie durch geeignete Filter auszusondern. An Stelle der Filter kann auch ein lichtstarker Monochromator benutzt werden. Wenn alle Versuchsbedingungen konstant gehalten werden und nur die Elektronengeschwindigkeit variiert wird, so geben bei Verwendung eines Ableitungswiderstandes die Ausschläge des Elektrometers bei verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten direkt die Ausbeuten an. Bei Messung mit Aufladung wäre es etwas umständlicher, dann würden sich die relativen Ausbeuten als die reziproken Werte der Aufladezeiten ergeben. Die photoelektrische Methode der Anregungsfunktionsbestimmung hat den Vorteil, daß sich aus der Messung direkt die Anregungsfunktion ergibt, während photographisch über den Umweg der photographischen Platte größere Meßfehler entstehen.

Verwendet man zur Aussonderung der einzelnen Linien Filter, so kann der gesamte leuchtende Elektronenstrahl auf die Photozelle abgebildet und somit seine Gesamtintensität gemessen werden. Man wird dann unabhängig von einer sehr häufig vorkommenden Änderung der Strahlstruktur mit der Geschwindigkeit. Bei Zerlegung des Lichtes mit einem Spektralapparat muß man den Strahl auf den Spalt abbilden und kann daher nur einen Teil benutzen, was insbesondere bei Messungen zu Fehlern führt, die sich über große Geschwindigkeitsbereiche erstrecken.

Ein weiterer Vorteil der lichtelektrischen Methode liegt in der großen Schnelligkeit der Messung. Bei einiger Übung konnte unter den angegebenen Bedingungen die Anregungsfunktion der grünen oder blauen Linie zwischen der Anregungsspannung und 100 Volt in 10–20 Zwischenwerten in etwa 10 Min. gemessen werden. Während einer so kurzen Zeit die Versuchsbedingungen konstant zu halten, ist nicht schwierig. Photographische Messungen dauern im allgemeinen wesentlich länger. Allerdings ließen sich auch bei Verwendung von

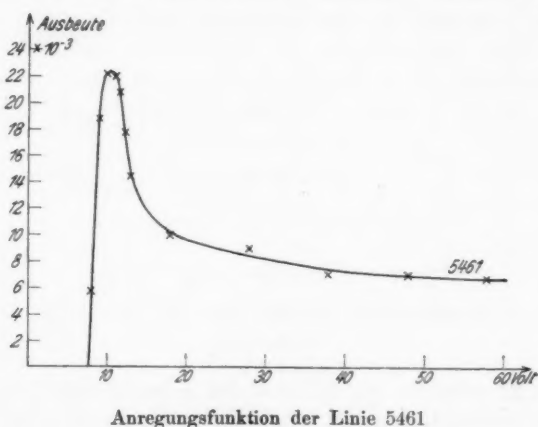


Fig. 4

Spektralfiltern statt Spektralapparate sehr kurzzeitige photographische Messungen machen. Doch ist die lichtelektrische Methode viel bequemer.

Eine auf diese Weise bestimmte Anregungsfunktion der grünen Quecksilberlinie 5461 ist in Fig. 4 wiedergegeben. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den bisherigen photographischen Messungen. An Stelle der relativen Intensitäten sind in diesem Falle die absoluten Ausbeuten als Ordinaten aufgetragen, die man aus der Kombination dieser Messungen mit der oben mitgeteilten Bestimmung der absoluten Ausbeute von 5461 erhält. Die photoelektrisch gemessene Anregungsfunktion der blauen Quecksilberlinien ist in Fig. 5 wieder-

gegeben. Die Kurve ist nicht glatt, da sie eine Überlagerung der Anregungsfunktionen der beiden Linien 4358 und 4348 darstellt. Um daraus die Anregungsfunktionen der einzelnen

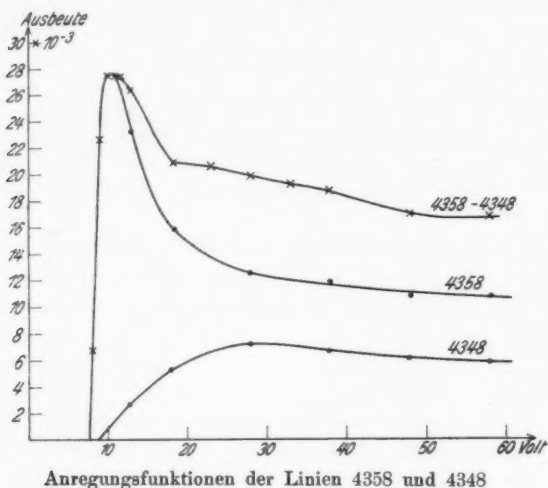


Fig. 5

Linien zu erhalten, wurde noch das Intensitätsverhältnis der Linien photographisch bei verschiedenen Spannungen bestimmt. Auf diese Weise ergaben sich die in Fig. 5 eingezeichneten Kurven für die Anregungsfunktionen der Linien 4358 und 4348. Infolge dieser komplizierteren Bestimmung sind diese Kurven nicht so genau wie die entsprechende von 5461.

Zusammenfassung

1. Die Zahl der pro Sekunde in einem Elektronenstoßrohr zur Emission gelangenden Lichtquanten einiger Quecksilberlinien wird lichtelektrisch gemessen und durch die Gesamtzahl der Stöße zwischen Elektronen und Quecksilberatomen dividiert. Der Quotient ist die absolute Lichtausbeute. Bei 60 Volt Elektronengeschwindigkeit erhält man auf 1000 Stöße eine Ausbeute von 2,7 Quanten der Linie 4348, 5,4 Quanten von 4358, 4,4 Quanten von 5461, 0,85 Quanten von 5675, 3,4 Quanten

von 5769 und 6,9 Quanten der Linien 5789 und 5790 zusammen. Hierbei wurden die Stöße aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt der Quecksilberatome gegenüber Elektronen berechnet.

2. Eine lichtelektrische Methode zur Messung von Anregungsfunktionen wird beschrieben und auf einige Quecksilberlinien angewandt.

Vorliegende Arbeit wurde im Sommer 1929 im physikalischen Institut der Universität Halle ausgeführt. Dem Institutsvorstand, Hrn. Professor G. Hoffmann, danken wir bestens für die großzügige Überlassung der Hilfsmittel des Instituts. Ein Teil der Apparate wurde aus Mitteln der Notgemeinschaft und Helmholtz-Gesellschaft angeschafft. Auch an dieser Stelle sei beiden Stiftungen herzlichst gedankt.

Halle-Jena-Marburg, Juli 1930.

(Eingegangen 14. August 1930)

Die Anisotropie des elektrischen Widerstandes von Quecksilberkristallen

Von Otto Skell

(Mit 8 Figuren)

Es werden Hg-Kristalle bei $-78,5^{\circ}$ in einem besonderen Glasapparat hergestellt und die Widerstandsverhältnisse $r = \frac{R_i}{R_0}$ darin gemessen. Aus der räumlichen Anordnung ergeben sich die Hauptwerte r_{\parallel} und r_{\perp} . Die Messungen werden auch auf andere Temperaturbereiche ausgedehnt und mit den Ergebnissen früherer Arbeiten verglichen.

Das Problem der metallischen Leitfähigkeit sucht man heute auch dadurch der Lösung näherzubringen, daß man metallische Einkristalle, insbesondere solche von starker Anisotropie, untersucht. Bei einer Reihe von Metallen, z. B. auch der Gruppe des Zinks und Cadmiums, ist dies bereits geschehen. In der folgenden Arbeit wird auch für das dritte Element dieser Familie, das Quecksilber, der spezifisch elektrische Widerstand in Abhängigkeit von der Kristallrichtung und der Temperatur bestimmt. Zwar ist der Widerstand von Hg in festem Zustande seit 1885 schon oft gemessen worden.¹⁾ Das Interesse galt teils nur dem Widerstandsverhältnis des flüssigen und festen Quecksilbers am Schmelzpunkte, teils auch

1) L. Cailletet und E. Bouty, CR. 100. S. 1188, 1885; C. L. Weber, Wied. Ann. 25. S. 245. 1885; L. Grumbach, Wied. Ann. 35. S. 764. 1888; J. Dewar u. J. A. Fleming, Proc. R. Soc. 60. S. 67. 1896 (nach H. Dickson, Phil. Mag. (5) 45. S. 525. 1898); Kamerlingh Onnes u. J. Clay, Comm. of Leiden 99c. 1908; A. Baltruszajtis, Krakau, Bull. Ak. 1912. S. 888; Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Comm. of Leiden 142a. 1914; H. Tsutsumi Sc. Rep. Tohoku. Univers. 7. S. 93. 1918; G. Gehlhoff u. F. Neumeier, Verh. d. Phys. Ges. 21. S. 210. 1919; W. J. de Haas, G. J. Sizoo u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. of Leiden 180 d. 1925—26.

der Veränderlichkeit des spezifischen Widerstandes mit der Temperatur.

Die starken Schwankungen im Widerstandsverhältnis flüssigen und festen Quecksilbers glaubte man früher wohl auf Versuchsfehler, z. B. Hohlräume, zurückführen zu müssen, wahrscheinlich deshalb, weil Hg in der älteren Literatur¹⁾ als regulär kristallisierend angegeben ist. Nachdem heute die rhomboedrische Struktur des festen Hg bekannt ist²⁾, lag es nahe, jene Schwankungen durch die Anisotropie der metallischen Leitung des Hg zu erklären.³⁾ So ergab sich die Aufgabe, den spezifischen Widerstand des Hg \parallel und \perp zur kristallographischen Achse und seine Veränderlichkeit mit der Temperatur zu bestimmen und zu prüfen, inwieweit die schwankenden Resultate älterer Messungen ihre Erklärung in der Anisotropie des Widerstands finden. Hierbei können die älteren Arbeiten (vor 1896) wegen der damaligen Unsicherheit der Temperatur- und Widerstandsbestimmung außer Betracht bleiben.

Herstellung der Hg-Einkristalle

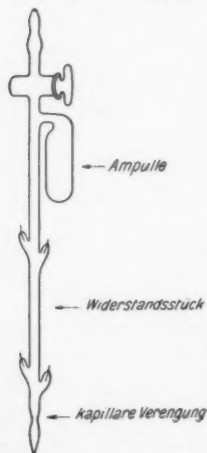
Die Darstellung von Hg-Einkristallen ist verhältnismäßig einfach und geschah dadurch, daß ein mit Hg gefülltes Glasrohr langsam in ein Kältebad getaucht wurde. Hierbei brachten die Erfahrungen Nutzen, die von anderen sowohl bei der Herstellung anderer metallischer Einkristalle als auch bei Versuchen mit festem Quecksilber in tiefer Temperatur gewonnen waren. Zunächst wurde auf die Reinheit des Hg größtes Gewicht gelegt. Das im gewöhnlichen Destillierapparat des Institutes gereinigte Hg wurde noch zweimal unter dem Vakuum einer Quecksilberdampfstrahlpumpe destilliert und dann in ein Glasrohr gefüllt, worin es kristallisieren und auch auf seinen elektrischen Widerstand untersucht werden konnte. Das Glas (Fig. 1) bestand zuerst, in seiner einfachsten Gestalt, aus einem

1) Vgl. z. B. A. Winkelmanns Handb. d. Phys. 1. S. 59. 1908.

2) Nach der neuesten Arbeit von M. Wolf, Ztschr. f. Phys. 53. S. 72. 1929, ist die von L. W. Mac Keehan u. P. P. Cioffi, Phys. Rev. 19. S. 444. 1922, angegebene rhomboedrische Kristallstruktur des Hg bestätigt worden.

3) Vgl. H. Kamerlingh Onnes, Comm. of Leiden. 180 d. S. 67.

einziges Rohr, etwa 10—15 cm lang und von 1,5 mm lichter Weite, und war unten geschlossen und in eine Spitze ausgezogen. Vor der Spitze war das Rohr noch einmal bis auf etwa $\frac{1}{3}$ des Durchmessers verengt worden. Diese kapillare Verengung soll nach Bridgman als Filter für etwa an der Spitze mehrfach auftretende Kristallkeime dienen.¹⁾ Um den elektrischen Widerstand messen zu können, wurden als Strom- und Spannungszuführungen Platindrähte eingeschmolzen und



Kristallisations- u. Meß-
apparat in einfachster
Gestalt
Fig. 1

zwar nicht in das eigentliche Widerstandsrohr, sondern in kleine, nach oben gebogene Ansätze, so daß die Platindrähte den Gang der Kristallisation als Fremdkörper nicht stören konnten. Am anderen Ende war das Glasrohr mit einem Glashahn und einem Schlauchansatz versehen. Vor dem Glashahn hatte das Glasrohr ein ampullenartiges Nebenrohr, das zur vorübergehenden Aufnahme des Hg diente. Später trat an die Stelle des einfachen Widerstandsrohres ein komplizierter Glasapparat, dessen Beschreibung später gegeben wird, sonst blieb alles andere unverändert. Die Füllung des vorher sorgfältigst gereinigten Apparates mit Hg geschah folgendermaßen: Die erforderliche Menge von Hg wurde zunächst in die Ampulle gebracht und der Apparat mit der Diffusionspumpe etwa 2 Stunden lang evakuiert. Hierbei wurde das Hg in der Ampulle des öfteren geschüttelt und erwärmt und dadurch von Luft und Feuchtigkeit befreit. Auch der übrige Apparat wurde mehrmals gelinde erwärmt, um soweit wie möglich die Wasserschicht zu vertreiben. Sodann wurde das Quecksilber durch Neigen des Glasapparates in das Hauptrohr hinübergelassen und schließlich wieder unter Atmosphärendruck gesetzt. Das gefüllte Glasrohr wurde in vertikaler Stellung und mit der Spitze voran langsam in einen Glaszylinder mit auf $-78,5^{\circ}\text{C}$ ge-

1) P. W. Bridgman, Proc. of the Am. Acad. 60. 309 S. 1925.

kühltem Petroläther getaucht. Die Senkgeschwindigkeit betrug 2–10 mm/Min., in der Regel 6 mm/Min. Andere Senkgeschwindigkeiten wurden nicht versucht.

Messung des elektrischen Widerstandes

Die Größenordnung der zu messenden Widerstände war bei 0° etwa 10^{-2} Ohm. Im Anfange der Untersuchung wurden sie mit einem Differential-Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske nach der Kirchhoffschen Methode, später mit einem Diesselhorstschen Kompensationsapparat von O. Wolff-Berlin an Normalwiderstandsbüchsen angeschlossen. War die Stärke der angewandten Ströme anfangs verhältnismäßig noch sehr hoch, so wurden zuletzt Ströme von $\frac{1}{20}$ bis $\frac{1}{100}$ Amp. angewandt. Die Temperatur, anfangs mit einem Pentanthermometer und einem Thermoelement gemessen, wurde später ausschließlich mit einem Pt-Widerstandsthermometer bestimmt.

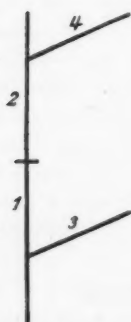
Methode zur Bestimmung der Achsenrichtung

So leicht wie die Herstellung eines Hg-Einkristalles ist, so schwierig wäre nach den üblichen Methoden, der Röntgenuntersuchung und dem Ätzverfahren, die Feststellung der Einkristallnatur des festen Quecksilberfadens und seiner kristallographischen Orientierung. Deshalb wurde von vornherein von diesen Methoden Abstand genommen und versucht, auf einem anderen Wege zum Ziele zu kommen.

Es war zunächst beabsichtigt, eine große Anzahl von Kristallisationen zu machen und bei jeder Kristallisation das Verhältnis r des Widerstandes R bei der Temperatur $t^\circ\text{C}$, in der Regel $-78,5^\circ\text{C}$, zu dem bei 0°C zu bestimmen. Die unter diesen Werten gefundenen Extremwerte konnte man bei einer hinreichend großen Anzahl von Kristallisationen mit einiger Wahrscheinlichkeit als die Widerstandsverhältnisse der Achse und der Basisebene ansehen, wobei allerdings die richtige Zuordnung unentschieden geblieben wäre. In der Annahme, daß die ausgezogene Glasspitze dem Kristall seine Orientierung vorschreiben könnte, wurden ihr abwechselnd verschiedene Winkelstellungen zur Rohrachse gegeben, im äußersten Falle sogar bis zu 90° . Es zeigte sich aber, daß das gemessene

Widerstandsverhältnis r , also auch die Achsenrichtung der Kristallisation, von der Lage der Spitze nicht in dem gewünschten Maße beeinflußt wurde.

Um zunächst die Einheitlichkeit der gewachsenen Kristalle zu prüfen, wurde auf Anregung einer Leidener Arbeit¹⁾ das Glasrohr in mehrere Abschnitte unterteilt, deren r getrennt meßbar war. Ihre Gleichheit war offenbar Bedingung für die



Schema von
Apparat I
Fig. 2

Einkristallnatur der Kristallisation. Ausgehend ferner von der bekannten Tatsache, daß ein Kristall, wenn er gezwungen wird, mit veränderter Richtung weiter zu wachsen, im allgemeinen seine Kristallachse im Raume beibehält, wurden am Hauptrohr noch 2 zu diesem geneigte und zueinander parallele Nebenrohre angebracht, die mit Strom- und Spannungszuführung versehen waren, und deren r ebenfalls bestimmt werden konnte. Würde das ganze Röhrensystem von einem Einkristall erfüllt, dann mußten in den paarweise parallelen Rohrstücken die r -Werte bei gleicher Temperatur paarweise gleich sein. Der Versuch entsprach der Erwartung. Das nach dem Schema der Fig. 2 geblasene Rohr-

system mit 2 vertikalen und 2 zu diesem unter einem Winkel von 80° stehenden zueinander parallelen Widerständen ergab für $-78,5^\circ \text{C}$ folgendes Resultat:

Tabelle 1

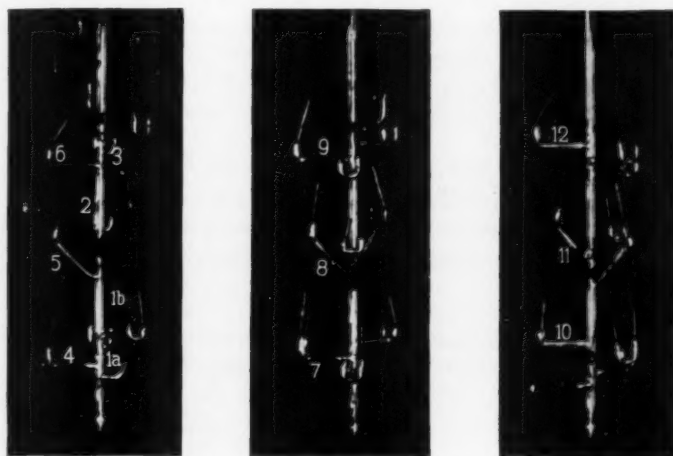
Kristallisation Nr. 10 in Apparat I.

Widerst. Nr.	1	2	3	4
r	0,1997	0,1997	0,2030	0,2033

Die Gleichheit der r in den paarweise parallelen Röhren machte es sehr wahrscheinlich, daß man einen Einkristall vor sich hatte. Damit war das weitere Vorgehen vorgezeichnet.

1) W. J. de Haas, S. J. Sizoo und H. Kamerlingh Onnes, Comm. of Leiden 180d.

Der nächste Apparat III (Fig. 3) sah folgendermaßen aus: Längs des vertikalen Hauptrohres waren 4 zu messende Widerstandsstücke (Nr. 1a, 1b, 2 und 3), senkrecht zu dem Hauptrohr 6 weitere und zwar so, daß je 2 in derselben Ebene lagen, also einander parallel waren (Nr. 4 u. 6 — 7 u. 9 — 10 u. 12). Nr. 4, 7 und 10 befanden sich unten, Nr. 6, 9 und 12 oben am Hauptrohre. In den von je 2 parallelen Zweigrohren



Ansicht von Apparat III in 3 verschiedenen Stellungen

Fig. 3

gebildeten Ebenen befand sich in der Mitte zwischen den parallelen noch je 1 Zweigrohr unter einem Winkel von etwa 45° zum Hauptrohr (Nr. 5, 8 und 11). Die photographischen Aufnahmen (Fig. 3) sind in 3 verschiedenen Stellungen gemacht und zeigen je eine andere Ebene in der Bildebene. Man sieht die einzelnen Widerstandsstücke, ferner die Strom- und Spannungsdrähte und erkennt auch deutlich die Spitze mit der kapillaren Verengung. Der Apparat hatte von der Spitze bis zur obersten Stromzuführung eine Länge von etwa 20 cm, die einzelnen Rohrstücke, besonders die seitlichen, eine solche von 2—3 cm. Da die einzelnen Widerstände kürzer waren, als bei den früheren Apparaten, so wurden jetzt, um nicht

die Größe des elektrischen Widerstandes zu sehr herabzusetzen, Kapillarröhren von 0,1 bis 1 mm Durchmesser genommen. Die seitlichen Rohrstücke waren so angeordnet, daß die Ebene (4, 5, 6) senkrecht stand auf (7, 8, 9), und die Ebene (10, 11, 12) den Winkel der beiden anderen Ebenen halbierte. Dadurch hatte man senkrecht zum Hauptrohre 2 aufeinander senkrecht stehende Widerstandspaare, deren Einzelwiderstände parallel waren. Somit war nicht nur eine hinreichende Kontrolle für die Einkristallnatur vorgesehen, sondern auch der Vorteil erreicht, die Kristallachse an ihrem Extremwert für r erkennen zu können, wenn sie zufällig mit einer der 3 aufeinander senkrechtstehenden Rohrrichtungen zusammenfiel.

Messungen beim Sublimationspunkt der Kohlensäure

Die 21. Kristallisation im Apparat III vom 27. Oktober 1928 fiel so glücklich aus, daß die Kristallachse annähernd in die Richtung des Hauptrohres fiel.¹⁾ In Tab. 2 sind die Wider-

Tabelle 2
Kristallisation Nr. 21 in Apparat III

Rohr		r
1a		0,1538
1b		0,1529
2		0,1528
3		0,1545
4	⊥	0,2031
5	/	0,1804
6	⊥	0,2033
7	⊥	0,2022
8	/	0,1867
9	⊥	0,2024
10	⊥	0,2028
11	/	0,1769
12	⊥	0,2029

Erklärung der Zeichen:

- | fast parallel zur kristallographischen Achse
- ⊥ fast senkrecht zur Achse
- / etwa unter 45° zur Achse geneigt

1) Wie sich später zeigte, bildete die kristallographische Achse mit der Rohrachse einen Winkel von etwa 3½ Grad.

standsverhältnisse $r = \frac{R_i}{R^0}$ angegeben. Damit man deren gegenseitige Anordnung übersieht, sind sie nach den einzelnen Ebenen gruppiert und mit Richtungszeichen versehen.

Man sieht, daß die 4 vertikalen Widerstände (1a, 1b, 2 und 3) gut übereinstimmend das kleinste Widerstandsverhältnis haben, die 6 horizontalen (4, 6, 7, 9, 10 u. 12) das größte, und daß die dazwischenliegenden (5, 8 u. 11), die gegen das Hauptrohr etwa unter 45° geneigt sind, einen dazwischenliegenden Wert aufweisen. Demnach hat man also einen Einkristall vor sich, dessen kristallographische Achse in die Richtung des vertikalen Hauptrohres fällt. *Als erstes sicheres Resultat ergäbe sich aus dieser Kristallisation, daß für das Widerstandsverhältnis r und somit auch für den spezifischen Widerstand selbst die Achse den kleinsten, die Basisebene den größten Wert hat.* Wenn man die Extremwerte selbst feststellen will, muß man die Richtungsunterschiede der einzelnen Rohrstücke genau berücksichtigen. Beim Anfertigen des Apparates war es nicht möglich, die Zweigrohre genau senkrecht anzusetzen, auch ließ sich nicht vermeiden, daß das vertikale Hauptrohr etwas verbogen wurde. Ferner wurden die Zweigrohre an den Ansatzstellen etwas gekrümmt, besonders die unter 45° angesetzten, die dicht am Ansätze erst etwas in horizontaler Richtung verlaufen. Alle diese Fehler lassen sich auf den Bildern (Fig. 3) deutlich erkennen. Wenn man nun die 4 vertikalen Widerstandsverhältnisse (1a bis 3 in Tab. 2) betrachtet, so sieht man, daß die beiden äußeren und die beiden inneren je gut übereinstimmen. Daß dies nicht Zufall oder Meßungenauigkeit ist, zeigt die Kristallisation Nr. 19 mit demselben Apparat noch deutlicher:

$$r_{1a} = 0,2004$$

$$r_{1b} = 0,2023$$

$$r_2 = 0,2022$$

$$r_3 = 0,2008$$

Es ist somit gerechtfertigt, als Näherungswert für das Widerstandsverhältnis r_{\parallel} das Mittel aus Rohr 1b und 2 0,1529 bei $-78,5^\circ \text{C}$ anzunehmen und die größeren Werte von 1a und 3

auf die Krümmung des Hauptrohres zurückzuführen. Die 6 horizontalen Rohre geben im großen und ganzen die Basiswerte. Man sieht aber deutlich, daß je 2 parallele Widerstände (4 u. 6, 7 u. 9, 10 u. 12) besonders gut zusammenpassen. Dies beweist, daß die Kristallachse nicht genau in die Richtung des Hauptrohres fällt. Für r_{\perp} kommt deshalb in erster Näherung das größte gefundene Widerstandsverhältnis (aus Rohr 4 u. 6), im Mittel 0,2032 bei $-78,5^{\circ}$ in Betracht.

Dies Ergebnis wurde nun durch die Kristallisation Nr. 32 mit dem Apparat VI bestätigt. Dieser hatte 9 Rohrstücke, die folgendermaßen angeordnet waren:

- 1 und 2 im Hauptrohr
- 3, 4, 5, 6 und 8 senkrecht zum Hauptrohr
- 7 und 9 etwa unter 45° zum Hauptrohr
- 3 senkrecht auf 4, 5 senkrecht auf 6
- 3 und 8 annähernd parallel
- 3 und 5 etwa unter 45° zueinander.

Es liegen also 1 (2), 5 und 6 in 3 aufeinander senkrechten Richtungen.

Das Resultat dieser Kristallisation ist in Tab. 3 wiedergegeben.

Tabelle 3
Kristallisation Nr. 32 in Apparat VI

Rohr		r
1	\perp	0,2034
2	\perp	0,2034
3	\parallel	0,1756
4	\parallel	0,1763
5	\perp	0,2033
6	\parallel	0,1527
7	\parallel	0,1957
8	\parallel	0,1726
9	\parallel	0,1915

Man sieht, daß bei dieser Kristallisation Rohr 6 den kleinsten Wert von 0,1527, und daß die 3 auf ihm senkrecht stehenden Rohre 1, (2) und 5 in ausgezeichneter Übereinstimmung den größten Wert haben. Sie müssen daher sehr nahe in der Basisebene liegen, während Rohr 6 in die Achse fällt.

Aus dieser Kristallisation ergeben sich als Hauptwerte bei $-78,52^{\circ}\text{C.}^1)$

$$r_{\parallel} = 0,1527$$

$$r_{\perp} = 0,2034^2)$$

Diese Werte stimmen mit den aus der Kristallisation Nr. 21 gefundenen sehr gut (bis auf $1,5\%$) überein. Da jedoch bei der Kristallisation Nr. 32 der Glasapparat besser und die Messung insbesondere wegen des hier benutzten Pt-Thermometers genauer war, was sich übrigens auch in der guten Übereinstimmung der 3 in der Basisebene liegenden Widerstände zeigt, so nehmen wir als die wahrscheinlichsten Hauptwiderstandsverhältnisse des kristallisierten Quecksilbers bei $-78,52^{\circ}$ die aus Kristallisation Nr. 32 abgeleiteten r_{\parallel} und r_{\perp} an.

Wir prüfen nunmehr zunächst, ob die gefundenen r_{\parallel} und r_{\perp} wirklich die Extremwerte aller von uns gefundenen r -Werte überhaupt sind, wie man dies verlangen muß. Insgesamt wurden 270 Widerstandsverhältnisse gemessen, von denen die extremsten im folgenden mit r_{\parallel} und r_{\perp} zusammengestellt sind:

Kleinste r -Werte	Größte r -Werte
0,1528	0,2037
0,1529	0,2035
0,1530	0,2034
0,1538	0,2033
0,1545	0,2032
$r_{\parallel} = 0,1527$	$r_{\perp} = 0,2034$

Man sieht, daß der r_{\parallel} -Wert wirklich der kleinste von den 270 gemessenen ist, und daß r_{\perp} nur von zweien und zwar höchstens um 2% übertroffen wird. Dies erklärt sich zwanglos daraus, daß die herausfallenden Werte aus den ersten

1) Bei dieser und den folgenden Kristallisationen ist die Temperatur mit dem Pt-Thermometer genau gemessen worden. Bei den späteren Kristallisationen sind die r -Werte auf $-78,52^{\circ}$ umgerechnet.

2) Da die Messungen in tieferer Temperatur deutlich zeigen, daß die Unterschiede der r -Werte von Rohr 1 (2) und 5 reell sind, so wird der größte r -Wert von Rohr 1 (2) als wahrscheinlichster Basiswert angenommen.

Kristallisationen stammen, wo die Widerstands- und Temperaturmessungen noch nicht so genau waren.¹⁾ Auch die älteren Widerstandsmessungen an festem Hg ergeben keine r -Werte, die aus den obigen Grenzen herausfielen. Z. B. hat Baltruszajtis aus 60 Kristallisationen nur die 3 kleinsten r -Werte angegeben, da er die größeren für gefälscht durch fehlerhaftes Kristallisieren hielt. Diese Minimalwerte liegen etwas über unserem r_{\perp} .

Schließlich lassen sich die so gefundenen Extremwerte auch durch Anwendung der bekannten Formel²⁾

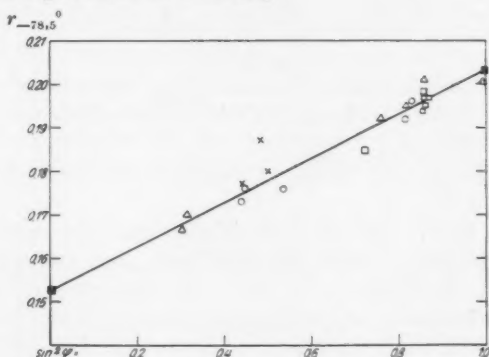
$$(1) \quad r_{\varphi} = r_{\parallel} \cos^2 \varphi + r_{\perp} \sin^2 \varphi$$

prüfen. Zunächst wurden die Winkel, welche die Rohrstücke eines Apparates miteinander bilden, aus den photographischen Abbildungen ausgemessen oder berechnet. Hat man dann für 3 Rohrstücke von verschiedenen, möglichst aufeinander senkrechten Richtungen die r -Werte gemessen, so lassen sich aus Gleichung 1 die Winkel mit der Achsenrichtung berechnen und dann auch die Lage der Achse zum benutzten Apparat und die Winkel φ sämtlicher Rohrstücke zur Achse. Mittels dieser Winkel sind in Fig. 4 die $r_{\text{beob.}}$ als Funktion von $\sin^2 \varphi$ aufgetragen. Man sieht, daß sie nahe auf die Gerade fallen, welche die von uns ermittelten Hauptwerte r_{\parallel} und r_{\perp} verbindet. Die vorkommenden Abweichungen betragen im allgemeinen 1—1,5 Proz., ausnahmsweise bei Rohr 8 des Apparates III $2\frac{1}{2}$ Proz. in Kristallisation 19 und 5 Proz. in Kristallisation 21. Hierzu ist zu sagen, daß alle schräg angesetzten Rohre, so auch Nr. 8 des Apparates III (vgl. Fig. 3) am Ansatz ein kleines, horizontal verlaufendes, im Querschnitt verengtes Stück

1) Es sei bemerkt, daß auch einige noch größere und zwar bedeutend größere Werte für r_{\perp} gefunden worden sind. Diese konnten aber einwandfrei als Kristallisationsfehler erkannt werden, z. B. dadurch, daß sie aus den anderen Werten ganz herausfielen, indem sie manchmal bis 40 Proz. größer als r_{\perp} waren, oder daß sie von parallelen Widerständen um mehrere Prozente sich unterschieden. Daher darf man diese Werte bei der obigen Betrachtung weglassen. Kleinere Werte sind nie gefunden worden. Dieser Befund entspricht auch der Erwartung, daß der Widerstand durch fehlerhaftes Kristallisieren (Risse, Einengung) wohl vergrößert, aber nie verkleinert werden kann.

2) W. Voigt, *Lehrb. d. Kristallphysik*. S. 344.

haben, so daß der beobachtete Widerstand gegenüber dem berechneten eine im Sinne der horizontalen Richtung liegende Abweichung zeigen muß. Dies stimmt mit dem Befund vollkommen überein. Fig. 4 steht also mit den von uns gefundenen Hauptwerten im Einklang.



- Krystalliat. 19 in Appar. III △ Krystalliat. 29 in Appar. VI
 × Krystalliat. 21 in Appar. III ○ Krystalliat. 32 in Appar. VI
 [⊠] die ermittelten Hauptwerte $r_{||}$ und r_{\perp}
 $r_{\text{beob.}}$ als Funktion von $\sin^2 \varphi$ bei $-78,5^\circ$

Fig. 4

Auch der räumliche Mittelwert von r liefert eine Möglichkeit zur Kontrolle unserer Messungen. Da für 3 aufeinander senkrechte Richtungen die Formeln

$$\sum_{1,2,3} \cos^2 \varphi = 1 \qquad \sum_{1,2,3} \sin^2 \varphi = 2$$

gelten, so ergibt sich aus Gleichung (1), daß die Summe der Widerstandsverhältnisse r dreier beliebiger, aufeinander senkrechter Richtungen gleich der Summe aus dem Achsenwert und dem zweifachen Basiswerte ist, nämlich gleich

$$r_{||} + 2r_{\perp} = 0,5595.$$

Tab. 4 prüft die Beziehung für verschiedene Apparate und Kristallisationen.

Tabelle 4

Apparat III			Apparat IV	
Rohr	Kristall. 19	Kristall. 20	Rohr	Kristall. 24
1b + 4 + 7	0,5600	0,5618	1b + 4 + 7	0,5590
2 + 6 + 9	0,5586	0,5576	3 + 6 + 9	0,5485

Apparat VI

Rohr	Kristall. 29	Kristall. 32	Kristall. 33
1 + 3 + 4	0,5655	0,5541	0,5616
2 + 5 + 6	0,5592	0,5595	0,5589

Man sieht, daß die Abweichung von dem geforderten Werte höchstens 1 Proz. und zwar nach oben und unten ist. Bei den Widerständen 2, 5 und 6 des Apparates VI, die am besten aufeinander senkrecht stehen, ist die Übereinstimmung besser als $\frac{1}{2}$ Proz., während die Widerstände 1, 3 und 4 desselben Apparates, die die Bedingung am schlechtesten erfüllen, am stärksten streuen.

Wir können also abschließend sagen, daß für die Temperatur $-78,52^{\circ}\text{C}$ die Hauptwerte r_{\parallel} und r_{\perp} von Hg auf etwa 0,2 Proz. genau bestimmt sind, und daß das hier angewandte Verfahren¹⁾ in einfacher und zuverlässiger Weise deren Auffindung ermöglicht. Die Vorzüge dieses Verfahrens sind, um es nochmals kurz zusammenzufassen:

1. Man erhält mit einer einzigen Kristallisation verschiedene Kristallrichtungen und hat ein einfaches und sicheres Mittel zur Nachprüfung der Einkristallnatur der betreffenden Kristallisation.

2. Man vergrößert die Möglichkeit, die Achse und Basis zu bekommen.

1) Auch P. W. Bridgman (Proc. of the Amer. Ac. 63. S. 354. 1929) hat zur Anfertigung von Zn- und Cd-Einkristallen einen Glasapparat mit vielen Seitenrohren benutzt. Er hatte hierbei die Absicht, mit einer einzigen Kristallisation möglichst viele verschieden orientierte Kristallstäbchen zu erhalten und besonders solche Kristallrichtungen, die er in dem vertikalen Rohre so gut wie gar nicht erfassen konnte. Unser Verfahren wurde unabhängig von P. W. Bridgman gefunden und war bereits fertig ausgebildet, als seine Arbeit erschien.

3. Man kann die Achsenrichtung leicht und sicher erkennen.

4. Man mißt die Widerstände an den Einkristallen, ohne diese aus der schützenden Glashülle zu entfernen, was wegen der Gefahr der Deformation erwünscht ist.

Messungen in tieferer Temperatur

Bei den Messungen in tiefer Temperatur wurde der Glasapparat aus dem auf $-78,5$ gekühlten Petrolätherbade möglichst rasch in flüssige Luft übergeführt und umgekehrt. Tab. 5 gibt die Messungen bei der Temperatur der flüssigen Luft mit der bereits beschriebenen Kristallisation Nr. 32 im Apparat VI wieder.

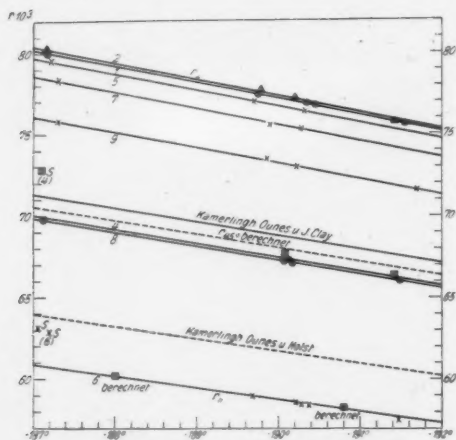
Tabelle 5
Kristallisation Nr. 32

Rohr	1		2		3	
	$r_{-78,5^\circ}$ vorher		$r_{-78,5^\circ}$ nachher	φ	t°	r_t
1	0,2034		0,2033	90°	$-190,44$	0,0768
2	0,2034		0,2030	90°	$-190,21$	0,0772
3	0,1756		0,1751	$42^\circ 17'$	$-190,16$	0,0671
4	0,1763		0,1848	$42^\circ 50'$	$-190,13$	0,0673
5	0,2033		0,2029	90°		
6	0,1527		0,1580	0°	$-190,37$	0,0584
7	0,1957		0,1958	$68^\circ 36'$	$-190,28$	0,0753
8	0,1726		0,1717	$38^\circ 35'$	$-190,26$	0,0657
9	0,1915		0,1907	$60^\circ 22'$	$-190,23$	0,0730

Rohr	4		5		6	
	t°	r_t	t°	r_t	t°	r_t
1	$-191,55$	0,0756	$-190,36$	0,0768	$-187,18$	0,0801
1			$-189,76$	0,0774		
2	$-191,42$	0,0757	$-189,78$	0,0776	$-187,16$	0,0802
3	$-191,44$	0,0660	$-190,10$	0,0672	$-187,12$	0,0697
4	$-191,42$	0,0662	$-190,08$	0,0678	$-187,10$	0,0729 ¹⁾
5			$-189,70$	0,0770	$-187,21$	0,0795
5			$-190,32$	0,0763	$-187,08$	0,0796
6	$-191,47$	0,0575	$-190,28$	0,0585	$-187,19$	0,0629 ¹⁾
6			$-190,22$	0,0587	$-187,05$	0,0631 ¹⁾
6			$-189,68$	0,0589		
7			$-189,90$	0,0756	$-187,34$	0,0783
8	$-191,70$	0,0646	$-189,88$	0,0661	$-187,32$	0,0685
9	$-191,69$	0,0716	$-189,86$	0,0735	$-187,30$	0,0758

1) Diese Werte sind wahrscheinlich durch Deformation oder Rißbildung gefälscht.

Man findet in den Spalten 3—6 die r_i -Werte mit den zugehörigen Temperaturen. In der Spalte 1 stehen die r -Werte bei $-78,5^\circ$ vor, in Spalte 2 die nach den Messungen in tieferer Temperatur und außerdem die berechneten q -Werte. In Fig. 5 sind die r in Abhängigkeit von der Temperatur graphisch dargestellt. Man sieht, daß im allgemeinen die Beobachtungen



Messungen in tieferer Temperatur

Fig. 5

für das einzelne Rohrstück auf Geraden liegen. Diese sind fast parallel, laufen aber nach höherer Temperatur etwas auseinander. Sehr deutlich unterschieden sind die Geraden der Widerstände 1, 2 und 5, die fast in der Basisebene liegen.¹⁾ Während im allgemeinen die Beobachtungen für jedes einzelne Rohr sich auf einer Geraden anordnen lassen, und somit eine nahezu lineare Änderung des Widerstandes mit der Temperatur anzeigen, liegen einige Punkte abseits und verlangen eine nähere Diskussion. Das sind die Werte vom Rohrstück 6

1) Bei $-78,52^\circ$ waren nur 2 Messungen gemacht und daraus das Mittel genommen. Die verschiedenen, nur sehr wenig abweichenden Richtungen ließen sich nicht erkennen.

(Achse) für $-187,19^\circ$ und $-187,05^\circ$ und von 4 für $-187,10^\circ$. (In der graphischen Darstellung durch ein S kenntlich gemacht.) Hier beträgt die Abweichung von dem wahrscheinlichen Werte 3 und 10 Proz. und ist nicht mehr durch Meßungenauigkeit zu erklären, sondern durch Veränderungen der betreffenden Hg-Stücke, wahrscheinlich Sprünge, Risse oder Verzerrungen, die wegen der Verschiedenheit des Ausdehnungskoeffizienten bei dem im Glasrohr fest eingespannten Quecksilberstab infolge der Temperaturänderung wohl möglich sind. Es zeigte sich nämlich, daß die Widerstandsvergrößerungen bestehen blieben nach Erwärmung auf $-78,5^\circ$. Vgl. Spalte 2 von Tab. 5. Infolge des Ausfalles der r_ϕ -Werte bei -187° bedarf es zur Feststellung des Verlaufes von r_ϕ mit der Temperatur weiterer Stützpunkte. Man erhielt sie einfach aus r_2 ($= r_\perp$) und r_ϕ ($\varphi = 38^\circ 35'$) mittels Rechnung nach Formel 1. Für -188° und $-190,8^\circ$ sind diese berechneten Punkte in Fig. 5 als Quadrate eingetragen. Nunmehr kann die für r_ϕ gezogene Linie für die Achsenrichtung (r_\parallel) gültig angenommen werden. Das Mittel aus r_\parallel und r_\perp gilt für $\varphi = 45^\circ$ und ist als gestrichelte Kurve in Fig. 5 eingetragen.

Auch bei einigen anderen Kristallisationen wurden die Widerstände im Temperaturbereich der flüssigen Luft gemessen, allerdings im allgemeinen nur bei *einer* Temperatur. Die gefundenen r -Werte sind in Tab. 6 und 7 mit den nach Formel 1 berechneten verglichen, wobei die aus $r_{-78,52^\circ}$ berechneten φ und die r_\parallel und r_\perp aus den Kurven r_2 und r_ϕ in Fig. 5 zugrunde gelegt sind.

Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Zum Vergleich mit unserer Messung in tieferer Temperatur seien die Messungen von Kamerlingh Onnes und J. Clay von

Tabelle 6
Kristallisation Nr. 25 in Apparat V

Rohr	$r_{-78,5^\circ}$	φ berechnet bei $-78,5^\circ$	t°	r_φ berechn.	r_φ gefund.
1	0,1986	72°	$-191,43^\circ$	0,0742	0,0744
2	0,1622	$25^\circ 38'$	$-191,33^\circ$	0,0612	0,0615
3	0,1615	$24^\circ 37'$	$-191,20^\circ$	0,0610	0,0610

Tabelle 7

Kristallisation Nr. 28 in Apparat VI

Rohr	$r_{-78,5^\circ}$	φ berechnet bei $-78,5^\circ$	t°	r_φ berechn.	r_φ gefund.
1	0,1664	$31^\circ 17'$	$-191,74$	0,0624	0,0623
2	0,1665	$31^\circ 28'$	$-191,51$	0,0625	0,0625
3	—	—	$-191,41$	0,0627	0,0626
4	0,1924	$62^\circ 16'$	$-191,20$	0,0628	0,0628
5	0,2028	$79^\circ 23'$	$-191,52$	0,0718	0,0717
6	—	—	$-191,65$	0,0751	0,0755
7	0,1965	$68^\circ 25'$	$-191,55$	0,0752	0,0756
8	0,1958	$67^\circ 16'$	$-191,17$	0,0737	0,0735
9	0,1877	$56^\circ 15'$	$-191,15$	0,0735	0,0735
10	0,1907	$59^\circ 58'$	$-191,38$	0,0703	0,0702
11	0,1853	$53^\circ 20'$	$-191,36$	0,0714	0,0718
12	—	—	$-191,33$	0,0695	0,0692

1908 herangezogen. Diese erstrecken sich von -183 bis 258° . Aus ihren Beobachtungen

0°	97,126 Ω
-183	7,265 „
$-197,87$	6,0103 „

ist r für -183° und $-191,5^\circ$ berechnet worden und die diese Punkte verbindende Gerade fügt sich aufs beste in unsere Kurven ein, sie liegt der Geraden r_{45} am nächsten und ist dieser gut parallel.¹⁾

Tab. 8 faßt die Ergebnisse der Messungen in flüssiger Luft zusammen.

Tabelle 8

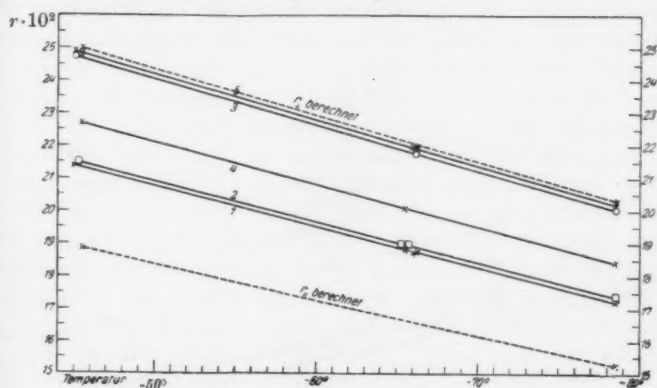
t°	$r_{ }$	r_{\perp}
$-187,2$	0,0607	0,0802
$-191,5$	0,0576	0,0759

Messungen in höherer Temperatur

Um auch in der Nähe des Schmelzpunktes von Hg -Messungen zu machen, nahmen wir als Temperaturbäder schmelzendes Chlorbenzol ($-45,5^\circ$) und schmelzendes Chloroform (-65°). Die Temperatur wurde mit dem Pt -Thermometer gemessen.

1) Es ist noch eine zweite Gerade von Kamerlingh Onnes und Holst (gestrichelt) eingezeichnet. Von dieser wird später die Rede sein.

Die Kristalle waren wieder durch Eintauchen in Petroläther von $-78,5^\circ$ hergestellt. Bei dieser Temperatur wurden auch die r der verschiedenen Rohrstücke bestimmt und daraus ihre Winkel φ berechnet. Die Einkristallnatur wurde wie früher nachgeprüft. Leider glückte es bei diesen Kristallisationen nicht, die Extremrichtung selbst zu erfassen. Deshalb mußten r_{\parallel} und r_{\perp} aus den gefundenen r -Werten berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Fig. 6 dargestellt.



Messung in höherer Temperatur

Fig. 6

Die r der einzelnen Rohre (Kristallrichtungen) lassen sich gut durch je eine Gerade verbinden. Um nun r_{\parallel} und r_{\perp} zu finden, sind zunächst die Extremwerte für $-45,5^\circ$ berechnet worden. Es sind für die Rohre 1, 2, 3 und 5 die $r_{-45,5^\circ}$ aus ihren Geraden entnommen und aus je 2 von ihnen und den zugehörigen φ nach Formel (1) r_{\parallel} und r_{\perp} berechnet. Dies ist auf vierfache Weise geschehen (Tab. 9).

Tabelle 9

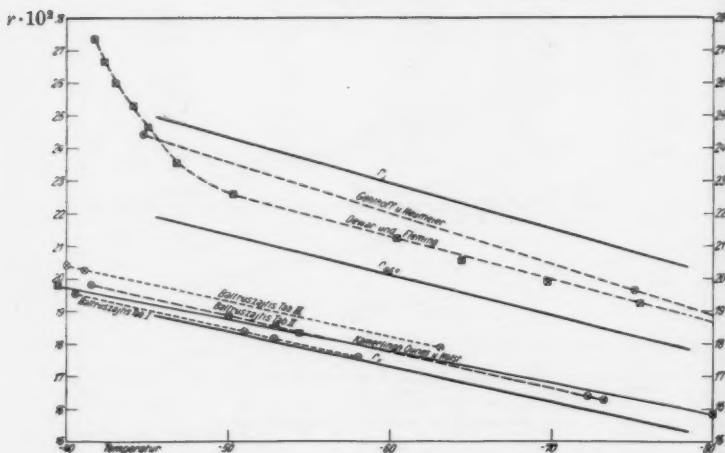
Berechnung von r_{\parallel} und r_{\perp} bei $-45,5^\circ$

berechnet aus	r_{\parallel}	r_{\perp}
r_1 und r_5	0,1883	0,2497
r_2 „ r_3	0,1891	0,2497
r_1 „ r_5	0,1884	0,2497
r_2 „ r_3	0,1890	0,2497

Die r_{\parallel} stimmen bis auf $\frac{1}{2}$ Proz., die r_{\perp} sogar vollkommen überein. Als Mittel ergibt sich aus ihnen für $-45,5^{\circ}$

$$r_{\parallel} = 0,1887 \quad r_{\perp} = 0,2497.$$

Die Werte und die für $-78,52^{\circ}$ sind in der Fig. 6 eingetragen. Die sie verbindenden (gestrichelt gezeichneten) Geraden sind fast parallel, gehen aber nach höherer Tempe-



Vergleich der Messung in höherer Temperatur mit früheren Messungen
Fig. 7

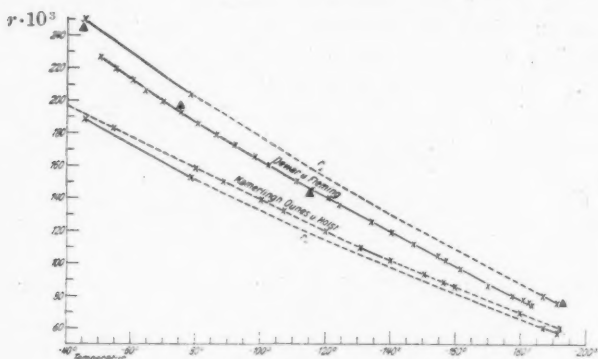
ratur etwas auseinander, ähnlich wie im Temperaturgebiet der flüssigen Luft.

Die Messungen in höherer Temperatur sollen nun mit denen der anderen Autoren verglichen werden. Dazu sind in Fig. 7 die Geraden für r_{\parallel} , r_{\perp} und zugleich auch für r_{45} (stark ausgezogen) gezeichnet und dann die Resultate von Dewar und Fleming, Baltruszajtis, Kamerlingh Onnes und Holst, Gehlhoff und Neumeyer eingetragen. Zu der Kurve von Kamerlingh Onnes und Holst ist zu bemerken, daß sie willkürlich an die betreffende Stelle gelegt wurde, weil keine Angabe über den Absolutwert des Widerstandes von 0°

zu finden ist. Sie wurde dahin verlegt, wo sie sich den von uns festgestellten Kurven am besten anschließt. Wenn man zunächst die Kurven jede für sich betrachtet, so sieht man, daß bei Baltruszajtis und Kamerlingh Onnes die Werte gut auf einer Geraden liegen und daß bei Baltruszajtis die drei Geraden seiner 3 verschiedenen Kristallisationen einander parallel sind. Gehlhoff und Neumeyer haben nur 2 Punkte in diesem Temperaturbereich. Bei Dewar und Fleming liegen die Punkte von -47° bis zum Schmelzpunkte auf einer stark ansteigenden Kurve, für die Werte unterhalb von -50° läßt sich jedoch annähernd eine Gerade ziehen. Die Geraden von Gehlhoff und Neumeyer, Dewar und Fleming und Baltruszajtis liegen, wie erwartet, zwischen r_{\parallel} und r_{\perp} , bei Kamerlingh Onnes und Holst kann man natürlich nichts darüber aussagen. Ferner fügt sich die Gerade von Dewar und Fleming gut zwischen r_{\parallel} und $r_{-45,5}$ ein, und die 3 Geraden von Baltruszajtis sind ziemlich gut der Gerade von r_{\parallel} parallel. Die Gerade von Gehlhoff und Neumeyer ist steiler als die Gerade r_{\perp} , und die von Kamerlingh Onnes und Holst weniger stark geneigt als die Gerade r_{\parallel} . Gehlhoff und Neumeyer haben den Wert ihrer Messung selbst durch die Bemerkung eingeschränkt, daß es ihnen nicht auf genaue Messung des absoluten Leitvermögens ankam. Wir werden daher ihren Werten weniger Gewicht beilegen. Unsere Messung würde zwar nicht gut im Einklang mit der von Kamerlingh Onnes und Holst stehen, dafür aber durch die Messung von Dewar und Fleming unterhalb -50° und durch die sehr guten Messungen von Baltruszajtis gestützt werden.

In Fig. 8 sind sämtliche Messungen einschließlich der von Dewar und Fleming, Kamerlingh Onnes und Holst und Gehlhoff und Neumeyer eingetragen worden. Die Geraden für r_{\parallel} und r_{\perp} sind, soweit sie durch unsere Messungen gesichert sind, stark ausgezogen. Die Beobachtungen von Dewar und Fleming sowie Kamerlingh Onnes und Holst sind durch wahrscheinliche Kurven verbunden. Die Kurve von Kamerlingh Onnes und Holst, der natürlich die schon erwähnte Willkür anhaftet, hat zwar in höherer Temperatur eine geringere Neigung, als die Gerade r_{\parallel} in tieferer Tempe-

ratur zwischen $-187,2^{\circ}$ und $-191,5^{\circ}$ fügt sie sich jedoch gut zwischen r_{\parallel} und r_{\perp} ein.¹⁾ Diesen Befund könnte man *vielleicht* so erklären: Kamerlingh Onnes und Holst haben, wie sie angeben, mit ihrer Messung in flüssigem Sauerstoff begonnen und sind dann nach höheren Temperaturen gegangen. Haben sie nun, was man annehmen kann, das Hg auch im flüssigen Sauerstoff gefrieren lassen, so wurde wegen der Verschiedenheit des Ausdehnungskoeffizienten von Glas und



r_{\parallel} und r_{\perp} — $45,5^{\circ}$ bis $-191,5^{\circ}$

Fig. 8

Quecksilber auf das im Glase eingespannte Quecksilber ein Druck ausgeübt. Dieser Druck könnte das Quecksilber deformiert und dadurch die für den elektrischen Widerstand maßgebende mittlere Orientierung des Kristalls oder der Kristallite verändert haben. In dem nicht ausgemessenen Temperaturbereiche von $-78,5^{\circ}$ bis $-187,2^{\circ}$ sind in Angleichung an die Messung von Kamerlingh Onnes und Holst die möglichen Werte für r_{\parallel} und r_{\perp} berechnet und die Kurven (gestrichelt) gezogen worden. Die Kurve von Dewar und Fleming verläuft dann, wie man sieht, zwischen der Geraden r_{\parallel} und r_{\perp} , sie senkt sich in tieferer Temperatur etwas stärker herab, als man nach unseren Messungen erwarten würde. Die

1) Dieser Teil der Kurve ist in Fig. 5 gestrichelt eingezeichnet.

Werte von Gehlhoff und Neumeyer (Dreiecke) fügen sich schlecht in die Messungen ein, bei -193° würde ihr Wert sogar über unserem wahrscheinlichen Basiswerte liegen.

Spezifischer Widerstand des festen Hg

Aus den τ -Werten sind schließlich für einige Temperaturen zwischen $-45,5^\circ$ bis $-191,5^\circ$ die spez. Widerstände ϱ_{\parallel} und ϱ_{\perp} berechnet und in Tab. 10 angegeben.

Tabelle 10
Die spezifischen Widerstände ϱ_{\parallel} und ϱ_{\perp}

t°	ϱ_{\parallel}	ϱ_{\perp}	$\varrho_{\perp} - \varrho_{\parallel}$	$\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$
$-45,5^\circ$	0,1775	0,2349	0,0574	0,7556
$-78,52^\circ$	0,1436	0,1913	0,0477	0,7507
-100°	(0,1245)	(0,1665)	—	—
-120°	(0,1077)	(0,1443)	—	—
-140°	(0,0918)	(0,1229)	—	—
-160°	(0,0770)	(0,1027)	—	—
-180°	(0,0624)	(0,0827)	—	—
$-187,2^\circ$	0,0571	0,0755	0,0184	0,7569
$-191,5^\circ$	0,0542	0,0714	0,0172	0,7591

Von besonderem Interesse ist das Verhältnis $\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$, das im Gegensatz zu Zn und Cd < 1 ist, sich aber insofern ähnlich zu verhalten scheint, als es nach Durchschreiten eines schwachen Minimums in höherer Temperatur nach tiefen Temperaturen hin anwächst.¹⁾

Die Widerstandsänderung am Schmelzpunkt

Es ist nun noch für die Achse und die Basisebene das Verhältnis $R_{\parallel}/R_{\text{fest}}$ beim Schmelzpunkte berechnet worden, um es mit den Werten früherer Arbeiten zu vergleichen. Zur Bestimmung dieses Verhältnisses ist R_{\parallel} beim Schmelzpunkte aus dem gemessenen R_0 -Wert nach der Formel von Jaeger und v. Steinwehr²⁾, R_{fest} beim Schmelzpunkte aus

1) Vgl. E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. **26**. S. 250, 1924; Tab. 6 u. Fig. 4.

2) Ann. d. Phys. **45**. S. 1089. 1914; Die Konstanten α u. β sind von Jaeger u. v. Steinwehr zwar im Temperaturbereiche von 0 bis 100°C bestimmt worden, die Berechnung aber nach den von Baltruszajtis in der Nähe des Schmelzpunktes gefundenen Konstanten ergibt nur einen um $1/3$ Promille verschiedenen Wert.

r_{\parallel} und r_{\perp} bei $-45,5^{\circ}$ bis $-78,52^{\circ}$ durch Extrapolation bestimmt worden. Die erhaltenen Werte sind:

$$\frac{R_{\parallel}}{R_{\text{fest}}} \left\{ \begin{array}{l} = \frac{4,94}{3,74} (\parallel) \\ = \frac{4,94}{3,74} (\perp). \end{array} \right.$$

Die Werte der anderen Autoren:

Tsutsumi	3,21
Gehlhoff und Neumeyer.	3,8
Cailletet und Bouty	4,09
Dewar u. Fleming	4,05
C. L. Weber.	4,1
Baltruszajtis	4,0—4,9
Kamerlingh Onnes	4,19—5,06

fallen mit 2 Ausnahmen zwischen die von uns ermittelten Grenzen. Nur Tsutsumi fand mit 3,21 einen auffallend kleinen und Kamerlingh Onnes mit 5,06 einen etwas größeren Wert. Wie sich der kleinere Wert von Tsutsumi erklärt, vermögen wir nicht zu sagen. Der zu große Wert von Kamerlingh Onnes steht vermutlich im Zusammenhang mit dem Verlauf seiner Kurve in Fig. 8, wofür auf S. 952 eine mögliche Erklärung schon gegeben war.

Vergleich des Quecksilbers mit anderen anisotropen Leitern

In Tab. 11 sind von Zn, Cd, Hg, Sn, Sb und Bi die kristallographischen Konstanten¹⁾ und die Werte des spez. Widerstandes bei 0° angegeben.

Während die Vermutung nahelag, daß Hg sich ähnlich wie Zn und Cd verhalten würde, zeigt sich überraschenderweise beim Hg, obwohl das Verhältnis c/a noch größer als bei Zn und Cd ist, $\rho_{\parallel}/\rho_{\perp} < 1$. Bei Sb und Bi finden wir einen ähnlichen Unterschied, obwohl beide nach demselben Typ kristallisieren und sehr ähnliche kristallographische Konstanten, insbesondere fast das gleiche Achsenverhältnis haben. Worauf das unterschiedliche Verhalten zurückzuführen ist, muß beim

1) Die kristallographischen Daten sind aus den Strukturberichten von P. P. Ewald u. C. Hermann (Ztschr. f. Kristallogr. Bd. 65) entnommen, die von Hg nach der neuesten Arbeit von M. Wolf (S. S. 933. Ann. 2).

Tabelle 11

	Kristallstruktur	<i>c</i>	<i>a</i>	$\varrho_{\parallel} \cdot 10^4$	$\varrho_{\perp} \cdot 10^4$	Beobachter von ϱ	<i>c/a</i>	$\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$
Zn	hexagonal	4,94	2,66	0,0566	0,0545	Bridgman	1,86	1,037
Cd	"	5,60	2,96	0,0765	0,0626	"	1,89	1,221
Hg	rhomboedrisch	6,72	3,48	0,178*	0,235*	Skell	1,94	0,756*
Sn	tetragonal	3,16	5,84	0,1313	0,0905	Bridgman	0,541	1,451
Sb	rhomboedrisch	5,65	4,27	0,318	0,386	"	1,32	0,824
Bi	"	5,91	4,54	1,27	1,000	"	1,303	1,27

* Bei $-45,5^{\circ}$

heutigen Stande der Theorie unentschieden bleiben. Auch sind für das feste Hg vorläufig noch manche hier in Betracht kommende Eigenschaften unbekannt.¹⁾ Man kann also nur feststellen, daß die Größe von $\varrho_{\parallel}/\varrho_{\perp}$ sich nicht in einfacher Weise nach c/a richtet.

Bevorzugung gewisser Kristallrichtungen

Zum Schluß sei noch kurz über eine Erfahrung berichtet, die bei dem geschilderten Kristallisationsverfahren am Quecksilber gemacht wurde. Im Laufe der Untersuchung hatte es sich gezeigt, daß die Orientierung der Hg-Kristalle dauernd wechselte und daß man trotz der gleichen Versuchsbedingungen nicht ein einziges Mal 2 mal hintereinander dieselbe Kristallrichtung erhalten hatte. Man hatte zunächst den Eindruck, als ob die Orientierung ganz regellos und willkürlich wäre. Angeregt aber durch eine Bemerkung Bridgmans über das Kristallisieren von Zn und Cd²⁾ wurde nach Abschluß der Versuche untersucht, ob nicht irgendeine Kristallrichtung bei dem angewandten Verfahren bevorzugt sei. Die für das Hauptrohr beim Sublimationspunkte der Kohlensäure gefundenen r -Werte wurden nach dem Winkel φ geordnet und nach ihrer Zugehörigkeit zu Winkelbereichen von je 5° in 18 Gruppen geteilt. Die insgesamt 50 Kristallisationen ergaben folgendes Bild:

1) Sie werden zur Zeit im hiesigen Institut untersucht.

2) Bridgman berichtet über das Kristallisieren von Zn und Cd (Proc. of the Amer. Acad. 63. S. 352. 1929), daß die Kristalle eine auffallende Neigung zeigten, mit der Ebene der leichtesten Spaltbarkeit parallel zu der Vertikalachse des Ofens zu wachsen.

Tabelle 12

Winkelbereich	0/5°	5/10	10/15	15/20	20/25	25/30	30/35	35/40	40/45°
Zahl der Krist.	1	0	1	0	1	1	5	5	3

Winkelbereich	45/50°	50/55	55/60	60/65	65/70	70/75	75/80	80/85	85/90°
Zahl der Krist.	3	3	1	4	3	6	5	5	1

Es zeigt sich, daß für 2 Winkelbereiche, nämlich um 35° und 75° herum, die Kristallisationen häufig und im Bereiche von 0° bis 30° und zwischen 55° und 60° selten sind. Wir haben also deutliche Maxima und Minima für die Häufigkeit der Kristallisationen für bestimmte Kristallrichtungen. Natürlich ist die Zahl der Kristallisationen zu klein, um sichere Schlüsse ziehen zu können. Immerhin sieht es so aus, als ob auch bei Hg bei dem angewandten Kristallisationsverfahren bestimmte Kristallrichtungen für die vertikale Rohrachse bevorzugt seien. Ein Grund für diese Bevorzugung kann nicht angegeben werden.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Marburg ausgeführt. Hrn. Professor Grüneisen bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und vielfache Unterstützung zu größtem Danke verpflichtet.

(Eingegangen 6. August 1930.)

Über Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen beim Durchgang durch Gase und feste Körper

Von H. Bartels

(Tübinger Dissertation)

(Mit 23 Figuren)

I. Apparaturbeschreibung und vorbereitende Messungen

1. Einleitung

Beim Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie beobachtet man die unter dem Namen „Umladung“ bekannte Wechselwirkung eines Korpuskularstrahls mit ruhenden Atomen und Molekülen, die sich in einer Änderung seines Ladungszustandes bemerkbar macht. Während man mit dem Begriff der Ionisation, wie sie auch durch den Zusammenstoß eines H-Kerns mit einem Gasmolekül verursacht werden kann, die Bildung eines Ionenpaares an ein und demselben Orte verbindet, finden wir bei den Umladungserscheinungen eine räumlich und zeitlich getrennte Entstehung des positiven und negativen Ions. Ein Kanalstrahl, der auf seiner Bahn durch die Materie mit einem Molekül einen Zusammenstoß erleidet, nimmt aus dem Molekülverband ein Elektron auf, fliegt in seinem jetzigen Ladungszustand eine Strecke weiter und gibt dann sein Elektron wieder ab. Der Weg zwischen zwei Ladungswechseln eines H-Kerns wird als die mittlere freie Weglänge dieses Teilchens definiert. Wir haben demnach zwischen den freien Weglängen eines positiven und neutralen H-Kanalstrahls zu unterscheiden.¹⁾

Die Messung der freien Weglänge eines Teilchens geschieht durch Feststellung der Zusammensetzung des Kanalstrahlenbündels, nachdem es die Materieschicht durchquert hat. Wird das Verhältnis n_+/n_0 der positiven Teile n_+ zu den neutralen

1) Die im Kanalstrahl vorkommenden negativ geladenen Teilchen können ihrer geringen Anzahl wegen unberücksichtigt bleiben.

n_0 des Bündels von einer bestimmten Schichtdicke der Materie an konstant, so sagen wir, der Kanalstrahl befindet sich im Gleichgewicht der Umladung.

2. Ziel der vorliegenden Untersuchung

Mit Einführung empfindlicher Meßmethoden in die Kanalstrahltechnik und deren erfolgreichen Anwendung auf die Erscheinungen der Ionisation, Streuung und Geschwindigkeitsabnahme in Materie, scheint es notwendig, auch das Umladungsproblem der Kanalstrahlen mit Hilfe derselben Meßmethodik anzugreifen. Das unmittelbare Ziel vorliegender Untersuchung ist die Feststellung der Ladungsänderung einfach positiver H-Atome und Moleküle, wenn sie Materie durchsetzen. Insbesondere sind die Umladungsvorgänge in Abhängigkeit von der Energie der Kanalstrahlen, von Natur und Druck bzw. Schichtdicke des durchstrahlten Körpers untersucht worden. Die Messung der Umladungen in Gasen ließ die absolute Bestimmung der mittleren freien Wege eines H-Teilchens zu.

3. Grundgedanken der Versuchsanordnung

Benutzt man, wie es hier geschehen ist, zum Nachweis der Kanalstrahlen ihre Absorption in der Ionisationskammer, so läßt sich die Versuchsanordnung äußerst übersichtlich gestalten. Die ionometrische Methode, die zuerst von Gerthsen¹⁾ angewendet wurde, ist der thermoelektrischen Methode, die bisher neben der photographischen Platte benutzt wurde, an Empfindlichkeit um den Faktor 10^5 überlegen. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Umladung und Analyse des Kanalstrahlenbündels in voneinander getrennten (feldfreien) Räumen vorzunehmen, worin sich unsere Versuchsanordnung ganz wesentlich von den bisher benutzten unterscheidet.

Der Grundgedanke der von uns verwendeten Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 zu ersehen.

Ein positiver Kanalstrahl, wie man ihn in großer Homogenität durch Ausblendung aus dem magnetischen Spektrum des Gesamtbündels erhält, trifft im Hochvakuum auf eine dünne Folie. Bei der Durchquerung der Folie laden sich die Wasserstoffteilchen um und kommen nun in das elektrische Feld eines Plattenkondensators, in dem die Trennung der

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 3. S. 394. 1929.

positiven und neutralen Anteile des Kanalstrahlenbündels vor sich geht. Aus den Messungen mit und ohne Feld erhält man das Verhältnis $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ und durch Umrechnung den Umladungsquotienten n_+/n_0 .

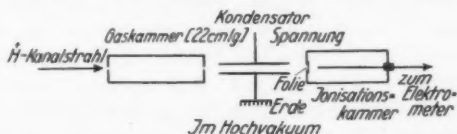


Schema der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Umladung im festen Körper

Fig. 1

Zur Untersuchung der Umladungen in Gasen ist die Einschaltung einer Gasstrecke statt der Folie in den Weg der H-Kerne notwendig (Fig. 2).

Der Kanalstrahl tritt jetzt aus dem Hochvakuum durch eine feine Öffnung in die Gaskammer ein, in der unter Verwendung der Durchströmungsmethode ein bestimmter Druck



Schema der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Umladung in Gasen

Fig. 2

aufrecht erhalten wird. Nach Verlassen der Gaskammer läuft er im Hochvakuum weiter durch das elektrische Feld und gelangt schließlich wieder in die Ionisationskammer. Die Feststellung des Umladungsquotienten n_+/n_0 geschieht demnach auf die vom festen Körper her bekannte Weise.

4. Überblick über bisherige Umladungsmessungen an Gasen und festen Körpern

Unabhängig voneinander brachten W. Wien¹⁾ und J. J. Thomson²⁾ den experimentellen Nachweis für die in

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 27. S. 1025. 1908.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. 18. S. 262. 1909.

einem Kanalstrahlenbündel beim Zusammenstoß von bewegten mit ruhenden Atomen stattfindenden Umladungen. Wien verdanken wir ferner eine Reihe weiterer Untersuchungen der Umladung im Gesamtkanalstrahlbündel. Eindeutige Verhältnisse waren, wegen der vielseitigen Zusammensetzung eines Gesamtbündels, jedoch nur bei Umladungsmessungen an homogenen Kanalstrahlen zu erwarten. Hier finden wir die Untersuchungen von Königsberger und Kutschewsky¹⁾, Rüttenauer²⁾ und Rüchardt.³⁾ Sie beobachten die Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen in verschiedenen Gasen wie Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff. Rüchardt arbeitet stets mit einem neutralen homogenen Kanalstrahl, Königsberger und Kutschewsky und Rüttenauer dagegen verwenden einen positiven homogenen Kanalstrahl. Die Methoden der genannten Autoren führen zu einander sehr widersprechenden Resultaten. Die Bestimmungen des Umladungsgleichgewichts, der Druck- und Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes und die Werte der mittleren freien Weglängen eines Wasserstoffteilchens weichen stark voneinander ab. Rüchardt benutzt als Nachweis der Kanalstrahlen eine Thermosäule geringer Trägheit, ebenso Rüttenauer; Königsberger und Kutschewsky dagegen arbeiten mit der photographischen Platte. Bei allen bisherigen Untersuchungen der Umladevorgänge konnte zur Ausschaltung von etwaigen zeitlichen Intensitätsschwankungen die zur Messung benutzten Kanalstrahlen nicht dosiert werden.

Für den festen Körper liegen Beobachtungen über Umladung nur von Rausch v. Traubenberg und Hahn⁴⁾ vor. Es wird der eine Goldfolie durchsetzende positive Kanalstrahlenstrom mit Auffänger und Galvanometer gemessen. Die Versuche führen zu dem qualitativen Ergebnis, daß H-Kanalstrahlen oberhalb einer bestimmten Geschwindigkeit eine Goldfolie einer Dicke von $7,3 \cdot 10^{-6}$ cm durchsetzen können, und zwar in desto größerer Menge, je höher die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist.

1) J. Königsberger und J. Kutschewsky, Ann. d. Phys. 37. S. 195. 1912.

2) A. Rüttenauer, Ztschr. f. Phys. 1. S. 385. 1920; 4. S. 267. 1921.

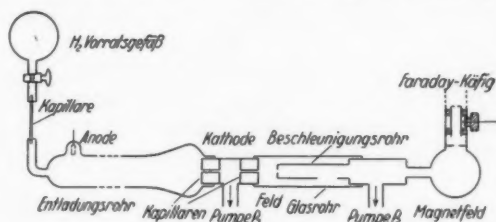
3) E. Rüchardt, Ann. d. Phys. 71. S. 377. 1923.

4) Rausch v. Traubenberg u. O. Hahn, Ztschr. f. Phys. 9. S. 256. 1922.

5. Erzeugung der Kanalstrahlen

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen wird die Wiensche Durchströmungsmethode mit nachträglicher Beschleunigung im Hochvakuum benutzt. Dimensionen und apparative Einzelheiten dieser Anordnung befinden sich bereits bei Gerthsen.¹⁾ Eine schematische Zeichnung der Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen gibt Fig. 3.

Bei den meisten Versuchen betrug der Druck im Entladungsrohr etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg, im Beschleunigungsraum $5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg, so daß hier die Anlegung einer Potentialdifferenz von über 40 kV zwischen Kathode und Beschleunigungsrohr möglich war.



Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen

Fig. 3

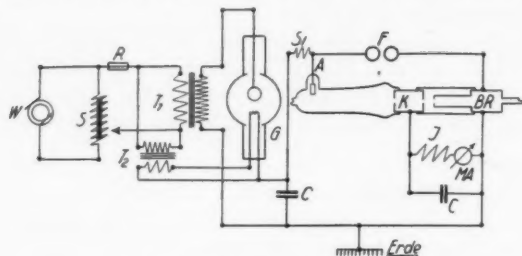
Durch Einregulierung des Drucks im Wasserstoffvorratsgefäß gelang es, die gleichen Druckdifferenzen und longitudinalen Beschleunigungsfelder allein mit der Pumpe P_2 aufrecht zu halten.

6. Hochspannungsanlage

Das Schaltschema der Apparatur zur Erzeugung der Kanalstrahlen zeigt Fig. 4. Die für den Heiz- und Hochspannungstransformator T_1 und T_2 erforderliche Primärspannung wurde von dem Spartransformator S abgegriffen. Die hohen Spannungen waren innerhalb weiter Grenzen durch den Widerstand R und Schalttischregulierung veränderlich. Die dem Glühventil G entnommene positive Spannung wurde durch den Kondensator C von der Kapazität $\frac{1}{100} \mu F$ über die volle Periode des Wechselstroms konstant gehalten. Eine gleich große Kapazität lag aus diesem Grunde auch an der

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 85. S. 881. 1928.

Kathode K . Der Sicherheitswiderstand S_i von etwa $10^5 \Omega$ bestand aus Kadmiuelektroden in Amylalkohol-Kadmiumjodidlösung. Ein zweiter Jodkadmiumwiderstand J von etwa $10^7 \Omega$ lag zwischen Kathode und Erde. Die an seinen Enden herrschende Potentialdifferenz lag auch zwischen Kathode K und Beschleunigungskörper BR . F war eine Sicherheitsfunken-



Hochspannungsanlage

Fig. 4

strecke. Die Konstanz der Entladung war am Milliampèremeter MA kontrollierbar und stets gut.

7. Geschwindigkeitsmessung der Kanalstrahlen

Die Monochromatisierung der Kanalstrahlen erfolgte durch das Magnetfeld M von 5×10 cm Polfläche (Fig. 3) und nachfolgender Ausblendung eines engen Bündels durch die Blenden-systeme B (Figg. 5 u. 8) des Beobachtungsraums. Die Geschwindigkeit des um 90° gegen die ursprüngliche Richtung abgelenkten Kanalstrahlenbündels konnte durch Wahl sehr enger Blenden nach der magnetischen Auflösung auf 1 Promille definiert werden. Trotzdem reichten die durchgehenden Intensitäten noch völlig zu unseren Messungen aus.

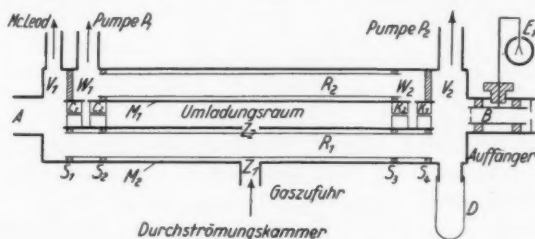
Die Ermittlung der Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen geschah nach dem von Gerthsen¹⁾ angegebenen Meßverfahren. Zunächst wurde die durch den Faradaykäfig gemessene Teilchenzahl als Funktion des Magnetisierungsstroms bestimmt. Den schnellsten bei der magnetischen Auflösung beobachteten Atomen entspricht dann die durch die Funkenstrecke ermittelte Gesamtspannung am Entladungsrohr. Hieraus

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 3. S. 399. 1929.

und aus dem jeweiligen Magnetisierungsstrom wurde die Geschwindigkeit der H-Teilchen berechnet.

8. Apparatur für die Untersuchung der Umladungen in Gasen.

Die durch das Magnetfeld M (Fig. 3) um einen rechten Winkel abgelenkten Kanalstrahlen treten in das Blendensystem B ein, das als Lochkäfig ausgebildet ist und mit dem Elektrometer E_1 in Verbindung steht (Fig. 5). Von hier aus laufen die Kanalstrahlen in den 22 cm langen Umladungsraum der Durchströmungskammer. Das Messingrohr M_1 wird durch vier mit dem äußeren Zylinder M_2 verlötete Messingscheiben S_1 ,



Apparatur für die Untersuchung der Umladungen in Gasen

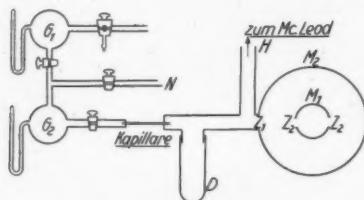
Fig. 5

S_2 , S_3 , S_4 geführt. Es kann durch den Ansatz A mit Hilfe eines Schlüssels herausgezogen werden bzw. nach Einmontierung der Blendenkörper C_1 , C_2 , K_1 , K_2 gasdicht in das Scheibensystem S_1 — S_4 eingepaßt werden.¹⁾ Die Blendenkörper bestanden aus Messingstäben von 1 cm Länge mit Kapillarbohrungen von $\frac{4}{10}$ mm bei K_1 , K_2 und $\frac{7}{10}$ mm bei C_1 , C_2 . Die Blendenkörper C_1 und C_2 , K_1 und K_2 waren je 4 mm weit auseinander gerückt. Hier war das Messingrohr M_1 durchbrochen, so daß in dem entstehenden Zwischenraum die Pumpe P_1 angreifen konnte, die über W_1 und R_2 , W_2 wirkte.²⁾ Das Gas strömt über Z_1 und Z_2 dem Umladungsraum zu. Einzelheiten der Durchströmungsanordnung zeigt Fig. 6. G_1 ist das eigent-

1) Für die sorgfältige Herstellung der Durchströmungskammer möchte ich dem Institutsmechanikermeister und Werkstattvorstand, Hrn. Speidel, herzlich danken.

2) Die Räume W_1 und W_3 sind durch das Rohr R_2 , die Räume V_1 und V_3 durch das Rohr R_1 verbunden.

liche Vorratsgefäß und ist mit dem betreffenden Gas bis etwa 500 mm Hg gefüllt, so daß der Druck in G_2 bequem und schnell einreguliert werden kann. D wird durch flüssige Luft gekühlt. Der Druck im Umladungsraum wird über H , das Vakuum in V_1 , R_1 , V_2 (Fig. 5), das durch die Pumpe P_2 (Fig. 3) auf-

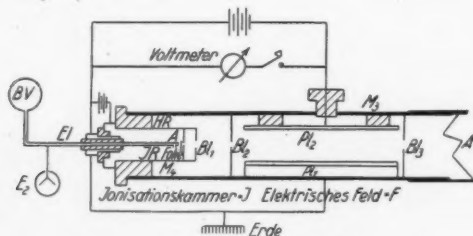


Durchströmungsanordnung

Fig. 6

recht erhalten wird, über V_1 durch einfache Umschaltung mit einem verkürzten Mc.Leod gemessen. Alle Pumpwege sind weit, ihre inneren Durchmesser betragen 15–25 mm.

An den Ansatz A der Fig. 5 fügt sich das Messingrohr M_3 an, das den Ablenkungskondensator F und die Ionisationskammer J trägt. Fig. 7 bringt die Anordnung und apparatelle Einzelheiten.



Analysenraum und Ionisationskammer

Fig. 7

Die zur Erzeugung des elektrischen Sperrfeldes dienenden Platten Pl_1 und Pl_2 waren wegen des geringen Streuvermögens aus Aluminiumblech gefertigt. Die Länge des Feldes beträgt 8 cm, der Plattenabstand etwa 4 mm. Die Platte Pl_1 liegt an Erde, Pl_2 kann auf ein bestimmtes Potential gelegt werden.

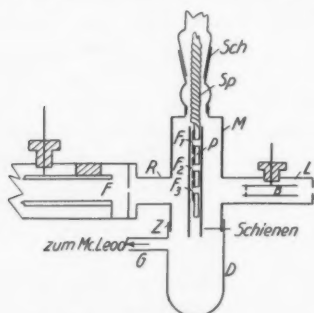
Bl_1 und Bl_2 sind Blenden, die so dimensioniert sind, daß dem Auge eines Beobachters bei A die Kondensatorplatten unsichtbar bleiben. Die Ionisationskammer I ist durch den Hartgummiring HR isoliert in den Messingzylinder M_3 eingekettet. Sie besteht aus einem Zylinder M_4 und einem mit Erdschutz versehenen, isoliert eingeführten Röhren El als Elektrode. Diese steht mit dem Elektrometer E_2 in Verbindung und dient gleichzeitig zur Evakuierung des Ionisationsraumes IR . Zur Konstanthaltung des Druckes in der Ionisationskammer ist das Ballastvolumen BV parallel geschaltet. Die Länge der Kammer ist 4,2 cm, ihr innerer Durchmesser 2 cm. Die Kanalstrahlen dringen durch eine Öffnung von 2 mm Durchmesser ein. Abgeschlossen wird sie gegen das Hochvakuum durch Zelluloidfolien im Dickenbereich von 20–80 $\mu\mu$. Am Gehäuse der Ionisationskammer liegt eine Spannung von 100 Volt. Der Druck beträgt 15 mm Hg, so daß die Kanalstrahlen in dem Gas der Kammer vollständig absorbiert werden.

9. Justierung der Apparatur

Die erforderliche Beweglichkeit der gesamten Beobachtungsapparatur, die sich aus der Durchströmungskammer (Fig. 5) und dem Ablenkungsraum (Fig. 7) zusammensetzte, wurde durch Anbringen von elastischen Tombakschläuchen an geeignete Stellen der Apparatur ermöglicht. Sie war durch mehrere Stellschrauben relativ zum Entladungsrohr und Magnetfeld (Fig. 3) justierbar, so daß sie bei vollem Betriebe der Apparatur in die durch das Magnetfeld vorgeschriebene Kanalstrahlrichtung gedreht werden konnte. Die Einstürierung war schwierig. Große Anforderungen wurden an die Geradlinigkeit des primären Bündels gestellt, da die Strecke, die ein H-Teilchen bis zu einer Absorption nach der Ablenkung noch zu durchlaufen hatte, bei den sehr engen Blenden über 50 cm betrug. Das an sich schon schwache Streufeld des Magneten, von der Größenordnung von 10 Gauss zwischen den Spulen des Magneten mußte noch durch einen dicken Eisenpanzer abgeschirmt werden. Die Justierung erfolgte in der Weise, daß zunächst relativ weite Blenden und Kapillarbohrungen benutzt wurden, die dann schrittweise durch engere, bis zu den angegebenen Dimensionen, ersetzt wurden.

10. Apparatur für die Untersuchung der Umladungen im festen Körper

Die Dosierung des primären Kanalstrahlenstroms erfolgt wieder durch das als Faradaykäfig ausgebildete Blenden-system B (Fig. 8). Der den Auffänger tragende Messingzylinder L ist in ein weites Rohr M eingelötet. Dieses enthält in zwei Schienen gleitend eine Platte P , die durch eine Spindel Sp und einen Glasschliff Sch im Hochvakuum verschiebbar ist. Die Platte P hat auf der Mittelachse drei Durchbohrungen F_1 , F_2 , F_3 . Auf diese Öffnungen wurden Rahmen, die mit den



Apparatur zur Untersuchung der Umladungen in festen Stoffen

Fig. 8

Folien bedeckt sind, aufgeschraubt. Durch die eben beschriebene Anordnung ist es somit möglich, gleichzeitig mehrere Folien unter ein und denselben Versuchsbedingungen durchzumessen. An die Folienkammer ist bei Z ein Glaszylinder angekittet, der durch flüssige Luft gekühlt wurde. Das an diesem befindliche Glasrohr G führt zum McLeod-Manometer. Die beste Orientierung über die Güte des in der Apparatur herrschenden

Vakuums erhält man durch die in Ziffer 15 erörterten Kontrollmessungen der Umladungen.

An das Ansatzrohr R ist mit Hilfe eines Zwischenstückes das elektrische Feld F und die Ionisationskammer I angekittet (Fig. 7). Der gesamte Beobachtungsraum ist in derselben Weise wie die Apparatur zur Messung der Umladungen in Gasen justierbar.

11. Herstellung der Gase und Folien

Die für die Messungen benutzten Gase wurden wie folgt dargestellt: Der Wasserstoff wurde aus HCl und reinem Zink hergestellt, in H_2SO_4 gewaschen und vorgetrocknet und dann über P_2O_5 geleitet. Der Sauerstoff wurde elektrolytisch, der Stickstoff aus Natriumnitrit und Ammoniumchlorid in wäßriger

Lösung gewonnen und in ähnlicher Weise wie der Wasserstoff vorbehandelt. Die verwendeten Zelluloidfolien wurden nach dem von Trenktrog¹⁾ angegebenen Verfahren hergestellt. Sie waren über einen Durchmesser von 4 mm absolut lochfrei zu erhalten. Die Herstellung der Metallfolien erfolgte durch Aufdampfen von Metallen im Vakuum auf Folien (aus Zelloseacetat in Aceton) nach dem von Thomson²⁾ angegebenen Verfahren.

12. Die elektrischen Meßinstrumente

Die zur Ausschaltung von Intensitätsschwankungen notwendige Dosierung des Kanalstrahlbündels wird durch Aufladung eines Quadrantelektrometers von $\frac{1}{100}$ Volt Empfindlichkeit pro Skt. gemessen. Die Stromempfindlichkeit des Elektrometers kann durch Einschalten eines Glimmerkondensators zwischen Quadrantenpaar und Erde in weiten Grenzen variiert werden. Die Kanalstrahlströme betragen 10^{-8} bis 10^{-10} Amp. Zur Messung des Ionisationsstroms dient ein Paschensches Quadrantelektrometer.³⁾ Die Einstelldauer des Systems beträgt nur Bruchteile einer Sekunde. Dabei besteht zwischen Strom und Elektrometerausschlag befriedigende Proportionalität. Die aus den Aufladungen des Elektrometers ermittelten Ströme bewegen sich innerhalb 10^{-10} und 10^{-13} Amp., was unter Berücksichtigung des Ionisationsfaktors einem Kanalstrahlenstrom von 10^{-13} bis 10^{-16} Amp. entspricht.

13. Gang der Messungen

Es wurde der Ionisationsstrom durch Aufladung des Elektrometers E_2 (Fig. 7) gemessen und zwar abwechselnd der von den ungeladenen und geladenen Teilchen (Sperrfeld abgeschaltet) und der von den ungeladenen Teilchen allein (Sperrfeld angelegt) herrührende Strom. Die Strommessung erfolgte über eine Zeit, die durch eine gewisse Aufladung des Elektrometers E_1 am Lochkäfig (Fig. 5) bestimmt wurde. Das Verhältnis bei den Messungen ergibt durch Umrechnung den Umladungsquotienten n_+/n_0 . Um die Bedienung und Ableseung beider Elektrometer durch einen Beobachter zu ermög-

1) W. Trenktrog, Diss. Kiel 1923.

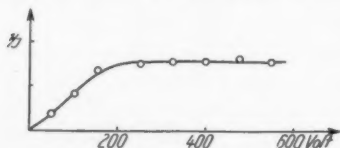
2) G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. Sept. 1929.

3) F. Paschen, Phys. Ztschr. 7. S. 493. 1906.

lichen, ist in die Aufladungszuleitung des Paschen-Elektrometers ein besonderer Kontaktschlüssel eingebaut. Der Lichtzeiger des Auffängerelektrometers ist von der Stelle beobachtbar, an der Erdungs- und Aufladungsschlüssel des Paschen-Elektrometers bedient werden. Die Ablesung dieses Elektrometers erfolgt nach der Gauss'schen Spiegelmethode.

14. Das elektrische Sperrfeld

Die Wirkungsweise des elektrischen Sperrfeldes F (Fig. 7) wurde durch besondere Versuche geprüft. Die an seinen Platten herrschende Potentialdifferenz wurde allmählich gesteigert, und der durch das nicht abgelenkte Bündel hervorgerufene Ionisationsstrom mit dem Elektrometer E_2 (Fig. 7) gemessen. In



Einfluß des elektrischen Sperrfeldes auf die Intensität des durch Ionisation gemessenen Kanalstrahlenstroms

Fig. 9

Fig. 9 ist als Abszisse die an den Ablenkungskondensator angelegte Spannung, als Ordinate der zugehörige Ionisationsstrom reziprok aufgetragen. Der Strom nimmt, wie zu erwarten ist, mit wachsender Spannung ab, erreicht aber von etwa 200 Volt an einen konstanten Wert.

Die für unsere Messungen benutzten Spannungen betrugen immer über 300 Volt, so daß eine sichere Trennung der positiven und neutralen Teile des Kanalstrahlenbündels möglich war.

15. Die Vakuumverhältnisse

Die Güte des in der Apparatur herrschenden Vakuums ist eine der ersten Vorbedingungen für sämtliche Beobachtungen der Umladungen von Kanalstrahlen. Große Sorgfalt muß auf die Vermeidung jeglichen fremden Dampfdrucks gelegt werden. Dies kann nur durch peinlichstes Säubern aller Apparaturteile und Vorsicht beim Zusammenkitten der Einzelteile der Apparatur erreicht werden. Das Ausheizen der Apparatur ist nur bis zu einem gewissen Grade möglich gewesen, soweit es eben die gekühlten Kittstellen vertrugen. Über den Hochvakuumstutzen jeder Diffusionspumpe befanden sich Dewargefäße, um Hg-Dampf der Apparatur fernzuhalten. Außerdem wurde

stets an den Stellen *D* (Figg. 5, 6, 8) mit flüssiger Luft gekühlt. Die sicherste Kontrolle des Vakuums besteht in der Messung der Zusammensetzung des Kanalstrahlenbündels. Dieses besteht ohne Restgas in der Apparatur nur aus positiv geladenen Wasserstoffteilchen.

Eine Feststellung des Verhältnisses n_+/n_0 im direkten Bündel an der Apparatur zur Untersuchung der Umladungen von Kanalstrahlen im festen Körper zeigt das überraschend gute Resultat 130/1; d. h. das primäre Bündel besteht zu über 99 Proz. aus positiven Teilchen. Ein Ergebnis, wie man es nicht besser erwarten kann, wenn man bedenkt, daß Kittstellen und Fettschliffe bei dem apparatellen Aufbau nicht vermieden werden konnten. Unter der berechtigten Annahme der bei Drucken unter 10^{-3} mm Hg gültigen exponentiellen Abnahme der positiven Intensität ergibt sich aus obigem Wert für n_+/n_0 eine mittlere freie Weglänge eines positiven H-Teilchens von 19,2 m.

Bei der Apparatur für die Untersuchungen der Umladungen in Gasen konnte erreicht werden, daß das primäre Bündel zu 92 Proz. aus positiven H-Teilchen bestand. Damit war auch hier die sichere Grundlage für die Beobachtung der Umladungen geschaffen.

Die mit den Kapillarkörpern C_2 , K_2 (Fig. 5) zwischen Umladungsraum und dem übrigen Beobachtungsraum erreichbaren Druckdifferenzen waren für unsere Messungen ausreichend. Bei einem Druck von $p = 1,6 \cdot 10^{-2}$ mm Hg im Umladungsraum wurde im Außenraum ein Druck von $p = 5,6 \cdot 10^{-5}$ mm Hg gemessen. Während man also im Umladungsraum schon im Druckbereich des Umladungsgleichgewichts (Ziffer 18) arbeitete (entsprechend freien Weglängen von etwa 5—25 cm), hatte man noch auf der Hochvakuumseite der Apparatur freie Weglängen, welche die eben genannten um den Faktor 15—20 übertrafen. Die Druckunterschiede wurden bei einer Meßreihe häufig kontrolliert. Der Druck im Umladungsraum wurde vor und nach jeder Einzelmessung auf Konstanz geprüft.

16. Einfluß von Blendenrändern und Dampfresten auf Umladung

Der Einfluß von Blendenrändern und Fettdämpfen auf die Umladungen von Kanalstrahlen war durch besondere Versuche

geprüft worden. Ihrer experimentellen Bedeutung wegen sollen sie hier mitgeteilt werden.

In den Weg des direkten Bündels wurde ein aus dünnem Aluminiumblech (von etwa $\frac{1}{10}$ mm Dicke) hergestelltes Sieb mit $\frac{2}{10}$ mm Öffnungen gestellt. Es zeigte sich in der Tat ein starker Einfluß der Blendenränder. So ging der positive Anteil im Kanalstrahlbündel von über 99 Proz. auf 97 Proz. zurück. Durch noch feinere Siebe wurde er auf 93 Proz. reduziert.

Der Einfluß des Dampfdrucks von Fetten auf die Umladungen wurde in einer besonderen Anordnung untersucht. Die Versuche wurden derart ausgeführt, daß in den durch flüssige Luftfallen abgesperrten Beobachtungsraum eine Spur gebräuchlichen Hochvakuumfetts hineingebracht wurde und die Ladungsänderung der positiven H-Teilchen nach Einführung des Fetts festgestellt wurde. Die Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß der Dampfdruck des Fetts in seinem Einfluß auf die Umladungen vollkommen vernachlässigt werden kann.

Kittstellen bilden nur dann Restgase, wenn sie von Kanalstrahlen getroffen werden.

Diese Resultate werden durch die Erreichung der großen freien Weglängen eines positiven Wasserstoffteilchens sichergestellt.

Rüchardt stellt fest¹⁾, daß die freien Weglängen der Wasserstoffteilchen bei einem Druck von 10^{-3} mm Hg abwärts einem konstanten Wert zustreben. Als Ursache dafür nimmt er an, daß Kittstellen und Fettschliffe das Dampfresiduum stets nachliefern, auch bei intensiver Kühlung mit flüssiger Luft. Die freien Weglängen, die Rüchardt bei 10^{-3} mm Hg beobachtet, sind etwa 10—20 cm. Wie aus weiter unten aufgeführten Messungen hervorgeht, wird in vorliegender Untersuchung bei demselben Druck eine mittlere freie Weglänge von 50—80 cm gefunden. Dieser Wertbereich entspricht ganz dem, den man aus den Rüchardtschen Kurven berechnet, wenn man den Grenzdruck von etwa 10^{-3} mm Hg auf die Anwesenheit von Restdämpfen zurückführt.

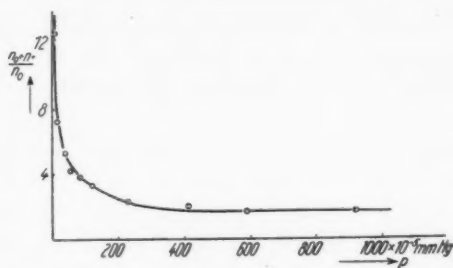
1) E. Rüchardt, a. a. O.

II. Homogene Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

17. Druckabhängigkeit der Umladungen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

Die älteren Beobachtungen der Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen erstrecken sich auf den Druckbereich von etwa $1,10^{-3}$ bis $5,10^{-2}$ mm Hg. Königsberger und Kutschewsky¹⁾ untersuchen die Umladungen noch bis herab zu Drucken von $2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg. Doch hat Rüchardt²⁾ gegen die experimentelle Anordnung für die von ihnen benutzte Methode Bedenken geäußert.

In vorliegender Arbeit wurden auch die Umladungen bei Drucken unter 10^{-3} mm Hg untersucht, da gerade hier übersichtliche Verhältnisse zu erwarten sind.



Druckabhängigkeit der Umladungen für Wasserstoffkanalstrahlen von 30 kV in Wasserstoff

Fig. 10

Es wurden die durch Änderung des Druckes im Umladungsraum bewirkten Umladungen der positiven H-Teilchen mit den Gasen Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft untersucht. Als Typus der Druckabhängigkeitskurven der Umladungen bringen wir die für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff. In Fig. 10 ist als Abszisse der jeweilige Druck im Umladungsraum, als Ordinate der zugehörige Wert von $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ aufgetragen; das ist das Verhältnis der positiven Teile $n_+ +$

1) J. Königsberger und J. Kutschewsky, a. a. O.

2) E. Rüchardt, a. a. O.

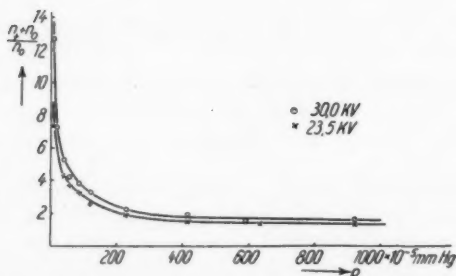
neutralen n_0 zu den neutralen n_0 des Bündels. Die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen betrug bei diesen Messungen 30 kV. Die Drucke und zugehörigen Umladungsquotienten $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ konnten mit Sicherheit reproduziert werden.

Die Kurven zeigen in Übereinstimmung mit Königsberger und Kutschewsky die charakteristische Abnahme des positiven Anteils des Kanalstrahlenbündels mit zunehmendem Druck. Bei ganz niedrigen Drucken hat der Kanalstrahl eine überwiegend positive Zusammensetzung. Bei Drucken über 10^{-3} mm Hg nimmt der Quotient $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ mit wachsendem Druck nur wenig, aber doch noch merklich ab. Man vgl. dazu Tab. 1.

Tabelle 1

Beispiel für die Abnahme von $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ in dem Druckbereich von 10^{-3} mm Hg bis 10^{-2} mm Hg

$1 \cdot 10^{-3}$	2,17
$2,2 \cdot 10^{-3}$	1,53
$5 \cdot 10^{-3}$	1,26
$1 \cdot 10^{-2}$	1,19

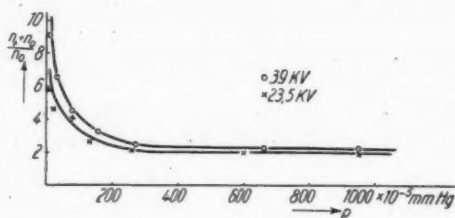


Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Wasserstoff

Fig. 11

Was die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen anbelangt, so geben Figg. 11 und 12 einige Beispiele für die Druckkurven der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Wasser-

stoff und Sauerstoff bei verschiedenen Voltgeschwindigkeiten. Entsprechende Messungen wurden auch in Luft und Stickstoff



Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladungen von H-Kanalstrahlen in Sauerstoff

Fig. 12

gemacht. Sie alle zeigen, daß der positive Anteil des Kanalstrahlenbündels mit zunehmender Energie der Kanalstrahlen wächst.

18. Gleichgewicht der Umladung

Die Druckabhängigkeitskurven des Quotienten $\frac{n_+ + n_0}{n_0}$ zeigen, daß sich mit wachsendem Druck im Umladungsraum allmählich ein Endzustand in dem Verhältnis der positiven und neutralen Teile des Bündels ausbildet. Dies Gleichgewicht der Umladungen wird bei Drucken über 10^{-2} mm Hg erreicht. Tab. 2 enthält die für Kanalstrahlen von 23,5 kV Geschwindigkeit gemessenen Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$.

Tabelle 2

Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$ für H-Kanalstrahlen von 23,5 kV in verschiedenen Gasen.

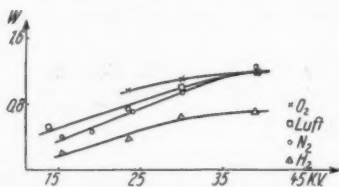
Gas	$w = \frac{n_+}{n_0}$
Wasserstoff	0,38
Sauerstoff	0,96
Luft	0,75
Stickstoff	0,70

Alle in dieser Untersuchung festgestellten W-Werte wurden bei Drucken gemessen, die größer als 10^{-2} mm Hg waren.

19. Geschwindigkeitsabhängigkeit des Umladungs- gleichgewichts

Fig. 13 veranschaulicht die Abhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ von der Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen für die untersuchten Gase Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft.

Wir finden in dem Bereich von 13—25 kV eine annähernd lineare Zunahme von w mit der kinetischen Energie der positiven H-Teilchen. Nach



Geschwindigkeitsabhängigkeit
des Umladungsgleichgewichts
in verschiedenen Gasen

Fig. 13

höheren Geschwindigkeiten hin entspricht einem Anwachsen der kinetischen Energie eine relativ geringe Zunahme von w . Die Gleichgewichtswerte $w = \frac{n_+}{n_0}$

nehmen bei gleicher Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen in der Reihenfolge Sauerstoff, Luft, Stickstoff, Wasserstoff ab. Für Luft

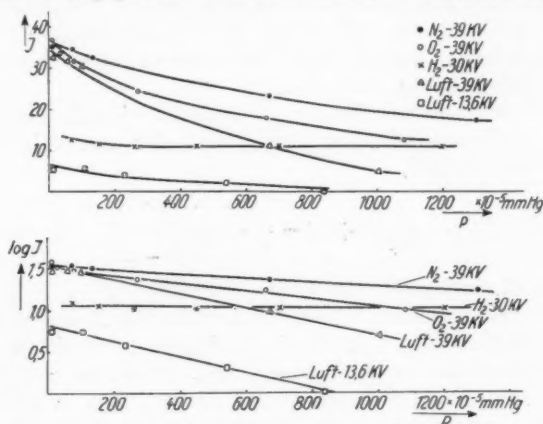
ergibt sich der Wert des Umladungsgleichgewichts bei einer bestimmten Geschwindigkeit annähernd aus denen ihrer Komponenten, Stickstoff und Sauerstoff, entsprechend der Zusammensetzung der Luft aus Stickstoff und Sauerstoff in Volumenprozenten.

Die Gleichgewichtswerte w sind mit den von Rüchardt in Wasserstoff beobachteten in guter Übereinstimmung. Es sei bemerkt, daß Königsberger und Kutschewsky mit der photographischen Methode einen Gleichgewichtswert $w < 1$ nicht haben erreichen können. Die w -Messungen Rüttenauers, der oberhalb einer Entladungsspannung von 17,5 kV im Gesamtkanalstrahlenbündel beobachtete, müssen als unsicher betrachtet werden.

20. Streuungsabsorption von H-Kernen

Bei einem Vergleich der Kanalstrahlenintensitäten nach Durchgang durch die umladende Materie fielen bei Untersuchung der verschiedenen Gase charakteristische Unterschiede auf. Die Ergebnisse unserer Beobachtungen über die Streuungsabsorption sind in Fig. 14 niedergelegt. Als Ordinaten sind im

oberen Teil der Fig. 14 der Ionisationsstrom, als Abszisse der zugehörige Druck aufgetragen. Daß die Kurven einen nahezu exponentiellen Verlauf haben, ist aus dem unteren Teil der Figur ersichtlich, wo der Logarithmus des beobachteten Ionisationsstroms in Abhängigkeit vom Druck graphisch dargestellt ist. Um zeitliche Schwankungen der Kanalstrahlenintensität auszuschalten, wurde auch bei diesen Versuchen das in Ziffer 13 angegebene Verfahren benutzt. Auffallend ist das



Streuungsabsorption von H-Kanalstrahlen in verschiedenen Gasen

Fig. 14

verschiedene Verhalten der Gase gegenüber positiven H-Kanalstrahlen. Während bei Wasserstoff die Intensität über den gesamten Druckbereich von etwa 10^{-5} mm Hg bis 10^{-2} mm Hg unverändert bleibt, schwächt der Stickstoff bei der Druckerhöhung von 10^{-5} mm Hg auf 10^{-2} mm Hg das Bündel um 50%, der Sauerstoff dasselbe um 65%. Überraschend wirkt ferner das große Streuvermögen der Luft gegenüber Sauerstoff und Stickstoff.

21. Berechnung der freien Weglängen aus den Beobachtungsdaten für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Luft

Da die vorausgehenden Versuche gezeigt haben, daß die Intensität der Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff innerhalb des Druckbereichs von $p = 10^{-5}$ mm Hg bis $p = 10^{-2}$ mm Hg

unabhängig vom Druck ist, so kommt den in Ziffer 21—24 folgenden Messungen eine relativ sehr hohe Sicherheit zu. Gegen die Bestimmung der freien Weglängen in anderen Gasen (O_2 , N_2 , Luft) könnte man das Bedenken erheben, daß der zur Beobachtung kommende Teil des Kanalstrahlenbündels eine andere Zusammensetzung hat, als das gesamte Bündel (nach der magnetischen Ablenkung). Es könnte ja sein, daß Umladungen und Streuwinkel in einer bestimmten uns noch unbekannten Weise miteinander verknüpft sind. Die Ergebnisse, die in Ziffer 21—24 niedergelegt sind, machen es aber sehr unwahrscheinlich, daß ein Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Umladung vorhanden ist.

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Ladungswechseln eines positiven Teilchens wurde nach der von Wien¹⁾ angegebenen Formel,

$$\frac{1}{L_+} (1 + w) = \frac{1}{x} \cdot \ln \frac{\frac{n_+}{n_0} + 1}{\frac{n_+}{n_0} - w}$$

bestimmt.

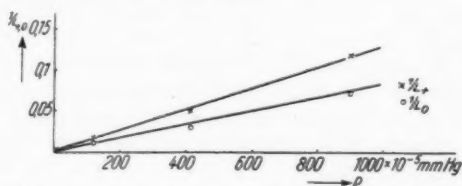
Dabei bedeutet L_+ die freie Weglänge des positiven H-Teilchens, n_+/n_0 der durch Beobachtung ermittelte Umladungsquotient bei gegebenem Druck. Ferner ist w der Wert von n_+/n_0 im Gleichgewicht der Umladungen, welches bei Drucken oberhalb 10^{-2} mm Hg erreicht wird; und x die Länge des Umladungsraumes. Bei der in Fig. 5 dargestellten Apparatur beträgt diese Länge x des Umladungsraumes 23 cm, wovon 22 cm auf die reine Gasstrecke und 1 cm auf die beiderseitigen Kapillarbohrungen fallen, wenn man in diesen linearen Druckabfall voraussetzt. Die freien Weglängen der neutralen H-Atome erhält man aus der Beziehung $\frac{n_+}{n_0} = \frac{L_+}{L_0}$.

Die berechneten Werte von L_+ und L_0 für H-Kanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, sind in den Figg. 15, 16, 17 niedergelegt. Als Abszisse ist der jeweilige Druck im Umladungsraum, als Ordinate $1/L_+$ bzw. $1/L_0$ eingetragen.

Die freien Weglängen nehmen in der Reihenfolge Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff ab. Die aus den Beobachtungsdaten

1) W. Wien, Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. 27. Juli 1911, S. 773—786.

für H-Kanalstrahlen in Luft berechneten Werte der freien Weglängen sind in Übereinstimmung mit denen, die man, entsprechend der Zusammensetzung der Luft, aus den freien Weglängen in O_2 und N_2 erhält.

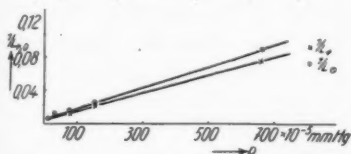


Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 30 kV in Wasserstoff

Für $p = 10^{-3}$ mm Hg, $L_+ = 77$ cm, $L_- = 124$ cm.

Fig. 15

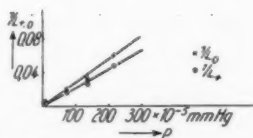
Die in H_2 , O_2 , N_2 und Luft gefundenen freien Weglängen sind in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich größer als die gaskinetischen. Demnach führt bei Kanalstrahlgeschwindigkeiten nicht jeder gaskinetischer Zusammenstoß zur Umladung.



Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 39 kV in Sauerstoff.

Für $p = 10^{-3}$ mm Hg,
 $L_+ = 86$ cm, $L_- = 52$ cm

Fig. 16



Reziproke freie Weglängen in cm für H-Kanalstrahlen von 39 kV in Stickstoff.

Für $p = 10^{-3}$ mm Hg,
 $L_+ = 45,5$ cm, $L_- = 36,5$ cm

Fig. 17

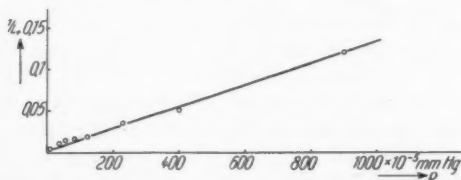
Es ist von Interesse, die mittleren freien Umladungsweglängen L_+ und L_- , des positiven und neutralen Kanalstrahlenteilchens mit der Wegstrecke λ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ionisierungsprozessen zu vergleichen, da diese die untere Grenze für die Summe der Umladungsweglängen $L = L_+ + L_-$ bestimmen muß (vgl. Ziffer 1). Es darf $L = L_+ + L_-$ nur $\geq \lambda$ sein.

Aus Messungen von Gerthsen¹⁾ über das differentielle Ionisierungsvermögen von Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff und Luft konnte die Wegstrecke λ zwischen der Erzeugung zweier Ionenpaare in Luft und H_2 berechnet werden. Es zeigt sich in der Tat, daß $L = L_+ + L_0$ immer größer als λ ist. Bemerkenswert ist ferner, daß die Summe der Umladungsweglängen $L = L_+ + L_0$ in Luft und Wasserstoff (Ziffer 23) mit zunehmender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen abnimmt, was in Übereinstimmung mit der Tatsache steht, daß die Ionisation durch Wasserstoffkanalstrahlen mit wachsender Geschwindigkeit zunimmt.

Die freien Weglängen in Wasserstoff sind mit den von Rüchardt in der Tab. XI seiner Arbeit²⁾ angegebenen in recht guter Übereinstimmung. Jedoch sei hier darauf hingewiesen, daß die Meßresultate dieses Autors, die in den Figg. 7 und 8³⁾ niedergelegt sind, nicht die Annahme stützen, daß die Werte der Tab. XI von den Fehlern, die der Dampfdruck verursacht, frei seien.

22. Druckabhängigkeit der zur Umladung führenden Stöße von Wasserstoffkanalstrahlen mit Gasmolekülen (effektive Stoßzahl)

Die mittlere freie Weglänge eines H-Teilchens ist mit dem Druck durch die Beziehung $\frac{1}{L} = c \cdot p$ verknüpft. Bezeichnen



Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in H_2

Fig. 18

wir $1/L_+$ (L_+ in cm) als die effektive Stoßzahl eines H-Teilchens und tragen diese in Abhängigkeit vom Druck im Umladungsraum in ein Diagramm ein, so bekommen wir die Kurve Fig. 18. Die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen betrug hier 30 kV.

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 5. S. 657. 1930.

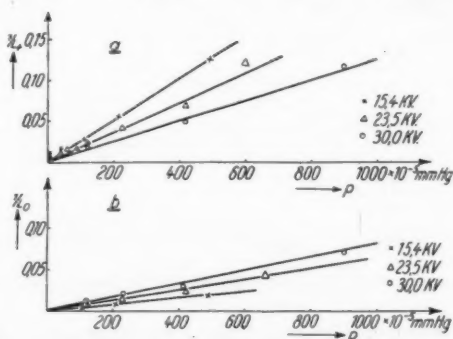
2) E. Rüchardt, a. a. O.

3) a. a. O.

Die Druckabhängigkeit von $1/L_+$ ist linear. Die für $p = 0$ in obiger Beziehung geforderte unendlich kleine Stoßwahrscheinlichkeit wird mit großer Annäherung durch den beobachteten Wert $\frac{1}{L_+} = 0,00816$ erreicht.

23. Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen

Die Figg. 19a, b und 20a, b zeigen die Druckabhängigkeitskurven der effektiven Stoßzahlen für verschiedene Volt-



Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von H-Kanalstrahlen in Wasserstoff

Für $p = 5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $L_+ = 7,8$ cm bei 15,4 kV
 $L_+ = 11,0$ cm bei 23,5 kV
 $L_+ = 15,6$ cm bei 30 kV

Fig. 19

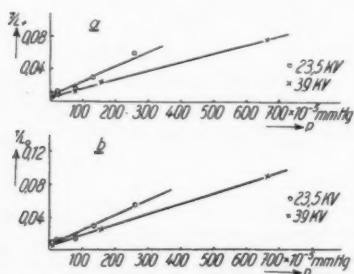
geschwindigkeiten der positiven bzw. neutralen Wasserstoffkanalstrahlen.

Die Abnahme der effektiven Stoßzahl $1/L_+$ der positiven Teilchen geht annähernd proportional mit der kinetischen Energie des Wasserstoffkanalstrahls sowohl in Wasserstoff als auch in Sauerstoff. Dagegen besteht in der Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl $1/L_0$ des neutralen H-Teilchens in H_2 und O_2 ein Unterschied. In Wasserstoff nimmt $1/L_0$ annähernd proportional mit der kinetischen Energie zu; dagegen nimmt $1/L_0$ in Sauerstoff mit wachsender Voltgeschwindigkeit wenig ab. Für Luft sind einige aus den

Beobachtungsdaten berechnete effektive Stoßzahlen $1/L_+$ und $1/L_0$ in der folgenden Tab. 3 wiedergegeben.

Tabelle 3
Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von
H-Kanalstrahlen in Luft

kV	Druck	$1/L_+$	$1/L_0$
13,6	$6,2 \cdot 10^{-4}$	0,0125	0,00614
23,5	$6,2 \cdot 10^{-4}$	0,0116	0,0087
39,0	$6,2 \cdot 10^{-4}$	0,0109	0,0127



Geschwindigkeitsabhängigkeit der effektiven Stoßzahl
von H-Kanalstrahlen in Sauerstoff

Für $p = 5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg $L_+ = 10,4$ cm bei 23,5 kV

$L_+ = 17,2$ cm bei 39,0 kV

Fig. 20

Wir finden eine Abnahme von $1/L_+$ bzw. Zunahme von $1/L_0$ mit wachsender Voltgeschwindigkeit der Wasserstoffkanalstrahlen.

III. Homogene Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

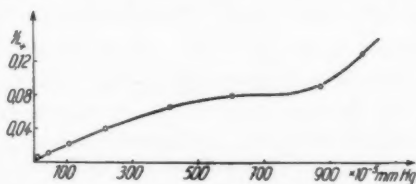
25. Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

Beobachtungen über die Zusammensetzung eines Kanalstrahlenbündels machen es wahrscheinlich, daß bei dem Zusammenstoß eines Molekülkanalstrahls mit einem Gasmolekül fast immer ein Zerfall des Moleküls in Atome der halben Voltgeschwindigkeit verbunden ist. Kanalstrahlenanalysen von

Döpel¹⁾ und Retschinsky²⁾ bestätigen, daß der Zerfall eines Moleküls ein häufiger Vorgang im Kanalstrahl ist und weisen darauf hin, daß das Entstehen langsamer Atome aus Molekülen mit zunehmendem Druck zunimmt.

In Fig. 21 sind die beim Durchgang von Molekülkanalstrahlen (26 kV) durch Wasserstoff gewonnenen Ergebnisse niedergelegt. Als Abszisse ist der im Umladungsraum gemessene Druck, als Ordinate die effektive Stoßzahl $1/L_+$ aufgetragen.

Die lineare Abhängigkeit der effektiven Stoßzahl $1/L_+$ vom Druck, wie wir sie bei den Atomen kannten (Ziffer 22) ist nicht mehr vorhanden. Die Kurve zeigt deutlich eine Inflexion um etwa $5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Dies deutet darauf hin, daß



Druckabhängigkeit der effektiven Stoßzahl von Molekülkanalstrahlen in Wasserstoff

Fig. 21

die geladenen Molekülkanalstrahlen mit wachsendem Druck im Umladungsraum in langsame Atome zerfallen, die sich in ihren Umladungen als solche verhalten, was durch Messungen bestätigt wurde. Der Verlauf der Kurve (Fig. 21) besagt weiter, daß die Wiensche Formel zur Berechnung der mittleren freien Umladungsweglängen der Molekülkanalstrahlen nicht benutzt werden darf, da sie die Konstanz von $n_+ + n_0$ fordert. Das ist aber, worauf Rüchardt bereits hingewiesen hat, bei den Molekülkanalstrahlen nicht der Fall, da diese mit wachsendem Druck im Umladungsraum immer mehr in Atome zerfallen.

Zu ähnlichen Ergebnissen kommt man auch bei der Beobachtung der Umladungen von Molekülkanalstrahlen in festen Stoffen.

1) R. Döpel, Ann. d. Phys. 76. S. 1. 1925.

2) T. Retschinsky, Ann. d. Phys. 47. S. 525. 1915.

Königsberger und Kutschewsky¹⁾ und Rüttenauer¹⁾ finden bei Umladungsmessungen an Atomen keinen geradlinigen Verlauf von $1/L_+$, sondern einen Inflexionspunkt, wie er hier nur bei den Molekülen gefunden wurde. Es scheint mir wahrscheinlich, daß die Auflösung des Kanalstrahlbündels bei den Messungen dieser Autoren nicht ausreichend war, um Moleküle und Atome genügend weit voneinander zu trennen.

IV. Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen in festen Stoffen

25. Abhängigkeit der Umladungen von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, von Atomgewicht und Schichtdicke der zur Messung benutzten Folien

Orientierende Messungen an Metallfolien ergaben die schon von Gerthsen²⁾ beobachtete Unabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = \frac{n_+}{n_s}$ vom Atomgewicht des durchstrahlten Stoffes. Da eine Reinigung der Metallfolien durch Ausheizung im Hochvakuum nicht vorgenommen werden konnte, glauben wir die Ursache für das gleichartige Verhalten der Metallfolien gegenüber den H-Kanalstrahlen darin suchen zu dürfen, daß Gasbelegungen irgendwelcher Art spezifische Unterschiede bei den Umladungen der H-Kanalstrahlen in den verschiedenen Metallfolien wie Aluminium, Beryllium und Chrom nicht hervortreten ließen. Aus diesem Grunde konnte man sich hier bei den Untersuchungen der Spannungs- und Dickenabhängigkeit der Umladungen auf eine Materialart, nämlich Zelluloid beschränken, da aus ihm Folien in großer Homogenität hergestellt werden konnten.

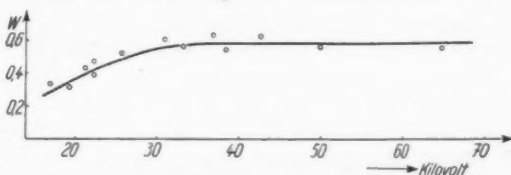
Die Dicke der Zelluloidhäutchen wurde aus den Interferenzfarben bestimmt (Kohlrausch, Prakt. Phys. 8. Aufl.). Aus der optisch gemessenen Dicke erhält man die wahre durch Division mit dem Brechungsindex des Zelluloids, der zu 1,5 bekannt war.

Die Ausführungen der Messungen geschah in derselben Weise wie bei den Untersuchungen der Umladungen in Gasen. Da aber andererseits die Meßsicherheit der Umladungen, die wir bei den Gasen hatten, hier nicht zu erzielen war, wurde eine größere Anzahl von Folien, etwa 15, durchgemessen und dadurch die Resultate doch noch auf ± 3 Proz. gesichert.

1) J. Königsberger u. J. Kutschewsky, A. Rüttenauer, a. a. O.

2) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. 85. S. 905. 1928.

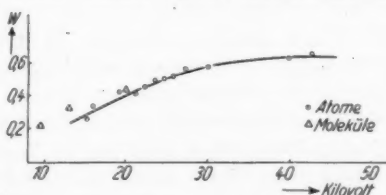
Die Ergebnisse sind für zwei Foliendicken von $13,3 \mu\mu$ und $67 \mu\mu$ in den Figg. 22 und 23 niedergelegt, wo als Abszisse die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen, als Ordinate der Umladungsquotient $w = \frac{n_+}{n_0}$ aufgetragen ist.



Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ bei einer Zelluloidfolie von $67 \mu\mu$ Dicke.

Fig. 22

Beide Kurven zeigen einen gleichartigen Verlauf, ebenso andere Kurven, die an zwischen $13,3 \mu\mu$ und $67 \mu\mu$ liegenden Foliendicken gewonnen wurden. Die dünne Folie von $13,3 \mu\mu$ war also bereits dick genug, um das Umladungsgleichgewicht in Kanalstrahlbündel herzustellen. Dies ist zu erwarten, da eine solche Folie bereits etwa 100 Atomschichten enthält.



Geschwindigkeitsabhängigkeit des Gleichgewichtszustandes $w = n_+/n_0$ bei einer Zelluloidfolie von $13,3 \mu\mu$ Dicke

Fig. 23

Wie bei den Gasen beobachten wir auch hier eine Zunahme von n_+/n_0 mit wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen; bei Spannungen über 40 kV wird der Wert von n_+/n_0 praktisch konstant.

Auch der Durchgang von Molekülkanalstrahlen durch Zelluloid konnte beobachtet werden. Es zeigte sich, daß, wie zu erwarten war, der Umladungsquotient n_+/n_0 bei diesen Teilchen den Atomen halber Energie annähernd entspricht.

Zusammenfassung

Unter Anwendung einer hochempfindlichen Ionisationskammer wurden die Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen in Gasen und festen Stoffen untersucht.

Für die Durchführung von einwandfreien Messungen der freien Weglängen von Kanalstrahlen ist von der Apparatur zu fordern, daß die mit ihr gewonnenen freien Weglängen dem Druck umgekehrt proportional sind. Diese Forderung war bis zu Drucken von 10^{-4} mm Hg herab erfüllt.

Die beobachteten freien Wege sind aus den Kurven der Figg. 15—20 zu entnehmen und ohne Anbringung von Korrekturen gültig.

Die Umladungshäufigkeit war in Stickstoff größer als in Sauerstoff, in Sauerstoff größer als in Wasserstoff. Die Umladungshäufigkeit in Luft ergibt sich aus den Werten in Stickstoff und Sauerstoff.

In Gasen und festen Stoffen war der Verlauf der Kurve, die im Gleichgewichtszustand $w = \frac{n_+}{n_0}$ als Funktion der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen darstellt, derselbe. Der Umladungsquotient n_+/n_0 erwies sich in festen Stoffen für Dicken über $13,3 \mu$ als konstant.

Vorliegende Untersuchungen wurden im Physikalischen Institut der Universitäten Kiel und Tübingen vom W.-S. 1928/29 bis Ende W.-S. 1929/30 ausgeführt.

Ich freue mich, an dieser Stelle dem Direktor des Physikalischen Instituts, Hrn. Professor Dr. Geiger, für sein förderndes Interesse an meiner Arbeit herzlichst danken zu können. Besonderen Dank schulde ich Hrn. Privatdozenten Dr. Gerthsen, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und mir zu ihrer Ausführung seine wertvolle Unterstützung stets gütig zuteil werden ließ.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden im wesentlichen mit Apparaten ausgeführt, die Hrn. Prof. Dr. Geiger von dem Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden waren.

(Eingegangen 6. August 1930)

Filteruntersuchungen im ultraroten Spektrum

Von H. G. Hürsekorn

(Mit 9 Figuren)

Es wird die Durchlässigkeit dünner, durch Verdampfen erzeugter Schichten von NaCl, KCl, NH_4Cl und TiCl gitterspektrometrisch im Wellenlängenbereich von 40—140 μ bestimmt. Die genannten Substanzen eignen sich als Selektionsfilter in dem untersuchten Spektralbezirk. Merkwürdigerweise zeigen NaCl, NH_4Cl , TiCl je 2, KCl evtl. 3 zur betr. Reststrahlenwellenlänge symmetrisch angeordnete Durchlässigkeitsminima. Die zum Vergleich ausgeführten Reflexionsmessungen an natürlichem Steinsalz klären diese Eigentümlichkeit durch das Bestehen eines einzigen Reflexionsmaximums nicht auf. Demnach scheint ein kompliziertes Zusammenwirken von Absorptions-, Reflexions- und Streuverlusten in den feinkörnigen Schichten vorzuliegen.

Der ultrarote Wellenlängenbereich von 40—140 μ ist mittels feiner Drahtbeugungsgitter stetig durchforschbar. Da das Beugungsprinzip das Überlagern von Spektren verschiedener Ordnungen gestattet und die meist blanken Gitterdrähte namentlich die intensiven Wellenlängen von 0,4—5 μ reflektieren, muß die Strahlung des Auerbrenners vor ihrem Eintritt in die Gitterapparatur roh spektral vorzerlegt werden. Dies geschieht entweder nach Rubens¹⁾ durch eine Reststrahlenplatte bzw. Quarzlinse, oder nach Czerny²⁾ bequemer durch Rußfilter und Quarzplatten. Mäßig starke Rußschichten werden nämlich erst für Wellenlängen $> 5 \mu$ durchlässig, und dünne Quarzschichten absorbieren praktisch vollkommen den Bereich von 5—30 μ . Infolge der kaum vermeidbaren technischen Gitterteilungsfehler werden aber trotzdem im Beugungsspektrum noch fremde langwellige Strahlungsanteile verbleiben, deren wünschenswerte Beseitigung nur durch möglichstes Ein-

1) H. Rubens, Berl. Ber. 1921. S. 10 u. 18.

2) M. Czerny, Ztschr. f. Phys. 34. S. 231. 1925.

grenzen des zu beobachtenden Spektrums mit entsprechenden Selektionsfiltern erreichbar ist.

Es liegt nahe, solche Filter aus Substanzen herzustellen, die im Bereich von $40\text{--}140\ \mu$ Reststrahlengebiete, also maximale Reflexions- und Extinktionswerte besitzen, und ihre Eignung für den genannten Zweck durch gitterspektrometrische Durchlässigkeitsbestimmungen zu prüfen. Die vorliegende Arbeit hat derartige Messungen an dünnen Schichten von NaCl, NH_4Cl , KCl und TiCl zum Gegenstande, die nebenbei Reinkobers¹⁾ Beobachtungen im Gebiet von $0,4\text{--}8\ \mu$ ergänzen und auch vom Standpunkte der Reststrahlenforschung interessant sind, obgleich die hier gemessenen Durchlässigkeiten als Summe aller im Filter stattgehabten Strahlungsverluste (Reflexion, Extinktion, Streuung) zu betrachten sind.

Die Herstellung der dünnen Filterschichten gelang allein dadurch, daß die oben erwähnten Salze von reiner Qualität (Kahlbaum „zur Analyse“) in einem elektrisch bis zur Gelbglut geheizten Platinblech geschmolzen und auf sehr dünne, nach Trenktrog²⁾ erzeugbare Zaponhäute verdampft wurden. Die straff auf einen Metallring gespannte Membran wird dazu mit einer ebenen gut wärmeleitenden Metallplatte bedeckt und mehrmals in den Dampfstrom des vorher gut pulverisierten Salzes gebracht. Der anfangs nur schwache Niederschlag auf der ungeschützten Zaponrückseite wird durch Wiederholen des Verfahrens völlig undurchsichtig und zeigt mikroskopisch eine Struktur sehr dicht gepackter Partikel von der Größenordnung $1\ \mu$. Die Heiztemperatur und Zahl der Wiederholungen variiert für die einzelnen Salze, was teilweise durch rasches Zusetzen neuer Pulvermengen zur Schmelze ausgleichbar ist.

Die Dickenmessung der Schichten erfolgte durch Auswiegen der bedampften Zaponhäutchen, deren geringes Eigengewicht vernachlässigt werden konnte. In Tab. 1 sind außer der Gewichtsangabe mg pro cm^2 die Äquivalentdicken kompakter Schichten mittels der spez. Gewichte³⁾ berechnet. Zum Schutze gegen die Luftfeuchtigkeit wurden die unbenutzten

1) O. Reinkober, Ztschr. f. Phys. 3. S. 1 ff. 1920; 5. S. 192 ff. 1921.

2) Trenktrog, Kieler Dissertation 1923.

3) NaCl 2,15, NH_4Cl 1,52, KCl 1,98, TiCl 7,02, TlBr 7,54, TlI 7,06.

Filter in gut schließenden Exsiccatoren mit P_2O_5 -Füllungen aufbewahrt.

Eine erste *Durchlässigkeitsprobe* dieser Filter geschah in den Reststrahlen von Steinsalz und Thalliumchlorür sowie mit der Quarzlinsenmethode (1 Linse). Der apparative Aufbau war der übliche: Die Strahlung eines Auerstehlichts wird unter möglichst kleiner Inzidenz 3—4 mal an 40—100 cm² großen Kristallplatten reflektiert und gelangt nach Durchsetzen des ein- und ausschaltbaren Filters über einen Hohlspiegel (8 cm Durchmesser 20 cm Brennweite) in das durch Quarz (\perp Achse, 0,8 mm dick) geschützte Mikroradiometer. Anderenfalls konzentriert eine nicht abgeblendete Quarzlinse die Strahlung in das mit einer dicken Ruß- und Quarzschicht abgeschlossene Meßinstrument. Die Proportionalität der Mikroradiometerausschläge, die mit Fernrohr und Skala abgelesen wurden, mit den eintretenden Strahlungsmengen war durch Vorversuche einwandfrei festgestellt worden, so daß einfach der Quotient der mit bzw. ohne Filter beobachteten Millimetrausschläge die prozentische Durchlässigkeit des betr. Filters ergibt. Nach den in Tab. 1 wiedergegebenen Meßresultaten zeigen die Schichten von NaCl, NH_4Cl und KCl entsprechend ihren Reststrahlenwellenlängen von 52,0, 51,5 und 63,4 μ in Steinsalzreststrahlen eine ausgeprägte Durchlässigkeitsabnahme, ebenso $TlCl$ im eigenen Reflexionsbereich. Die übrigen Thalliumsalze werden dagegen erst im Quarzlinsengebiet etwas undurchlässiger, da ihre Reststrahlenwellenlängen ($TlBr$ 117 μ , TlI 151,8 μ) außerhalb der gebotenen Spektralzerlegung liegen. Die dünnen Zaponmembranen beeinflussen infolge ihrer fast 100%igen Durchlässigkeit diese Resultate nicht. Da durch Einfügen einer 4. Reststrahlenplatte die isolierte Strahlung homogener wird, war eine Verstärkung der Durchlässigkeitsminima zu erwarten. Ihr Ausbleiben zwang zur Annahme ziemlich breiter Absorptionsbereiche, was die nun folgenden Gittermessungen bestätigen.

Die *Gitterapparatur*, die bereits Rubens¹⁾ und Czerny²⁾ für langwellige Ultrarotarbeiten benutzten und beschrieben, stellt Fig. 1 schematisch dar.

1) H. Rubens, Berl. Ber. 1921. S. 8ff.

2) M. Czerny, Ztschr. f. Phys. 34. S. 232. 1925.

Tabelle 1

Filter aus:	Gewicht: mg/cm ²	Äquivalentdicke: μ	Durchlässigkeit in		
			Reststrahlen von		d. Quarzlin-
			NaCl 52,5 μ %	TiCl 91,6 μ %	senmethode 108 μ %
NaCl	5,68	26	8	82,1	90,1
	3,59	17	10,7	81,6	88,2
	1,12	5	34,5	80,8	95,9
NH ₄ Cl	4,06	27	5,5	78,5	81,2
	4,18	21	14,9	69,1	88,0
KCl	3,99	6	79,7	41,7	64,8
	1,90	3	83,6	72,2	82,1
TiBr	2,62	3,5	94,4	78,5	73,8
	2,22	3	97,7	80,9	82,6
TiI	2,43	3,5	95,5	88,0	85,5
	1,69	2,5	95,9	87,4	79,7

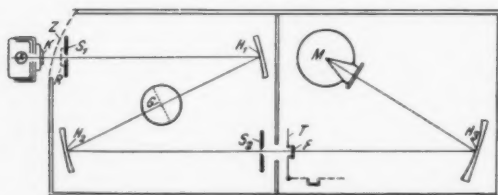


Fig. 1

Beim Öffnen der pneumatisch bewegten Flußspatkompensationsplatte *K* tritt von dem seitlich abgeschirmten Auerstehlicht *A* Strahlung durch ein großes Zaponfenster *Z* in den nach außen sorgfältig abgeschlossenen Apparateraum, dessen Luft von P_2O_5 -Mengen getrocknet wird. Durch den Terpentinarußfilter *R* tritt die langwellige Strahlung in den Eintrittsspalt *S*₁ des Gitterspektrometers, durchsetzt, als paralleles Strahlenbündel vom Hohlspiegel *H*₁ reflektiert, das Gitter *G*, wird dort in Spektren verschiedener Ordnungen abgelenkt und vom Hohlspiegel *H*₂ im Austrittsspalt *S*₂ abgebildet. Aus dem Spektrum erster Ordnung — denn nur dies ist für die langwelligen Messungen genügend intensiv — blendet *S*₂ einen schmalen Wellenlängenbereich aus, dessen scharfes Bild der

Hohlspiegel H_3 im Mikroradiometer M entwirft. Der untersuchte Filter F läßt sich durch die Klapptür T in den Strahlengang von außen ein- bzw. ausschalten. Um kontinuierlich hintereinander verschiedene Wellenlängen ins Meßinstrument zu bekommen, genügt eine Verschiebung des Beugungsbildes auf S_2 . Diese wird erreicht durch Drehung des Spektrometerarms S_1H_1 um die Gittertischachse, wobei aber S_1H_1 fest mit A , K , R verbunden bleibt. Die Drehung erfolgt durch eine Mikrometerschraube, die außerhalb des Apparateriums bedient wird, und ist an einem in Drittelgrade geteilten Kreis mit Nonius bis auf $\frac{1}{3}$ Bogenminute genau ablesbar. Die Spalte S_1 und S_2 sind stets 26 mm hoch und meist 2,5 mm breit. Dieser Spaltbreite entsprechen bei der 44 cm langen Brennweite der 10 cm großen Hohlspiegel H_1 und H_2 ungefähr 20' Teilkreisdrehung oder für die benutzten Gitterkonstanten $g_1 = 0,3997$ mm und $g_2 = 0,7998$ mm (bei g_2 Spaltbreite 3,1 mm) im Wellenlängenmaß $2,3\mu$ und $5,6\mu$.

Die aus Kupferdraht gefertigten Beugungsgitter hatten eine Nutzfläche von 8×8 cm und zeigten infolge der nahezu übereinstimmenden Drahtabstände und -dicken nur die Spektren ungerader Ordnung. Die an den Gitterdrähten reflektierten kurzwelligen Verunreinigungen absorbiert weitgehend der Rußfilter R , letzte noch übrige Spuren macht die Kompensationsklappe K unwirksam. Gegen Wellenlängen von $5-30\mu$ schützen Platten aus natürlichem, senkrecht zur Achse geschnittenen Quarz, die das Mikroradiometer zugleich luftdicht abschließen. Dieses Instrument gab mit 16 Sek. halber Schwingungsdauer für eine 5 m entfernte Hefnerkerze 560 mm Ausschlag bei 5 m Skalenabstand, d. h. gerade doppelte Rubenssche Empfindlichkeit. Zur Sicherung der mechanischen Ruhelage stand das Mikroradiometer auf einer verbesserten Julius-Aufhängung, die nach Müller¹⁾ durch eine mit dünnem Maschinenöl angefüllte Blechschale gedämpft war. Die Aufstellung bewährte sich sehr gut; alle beobachteten Ruhestörungen waren thermischer Art.

Als *Meßprinzip* der Durchlässigkeit gilt wie erwähnt der Vergleich der Mikroradiometerausschläge, die je 3 mal kurz

1) Rudolf Müller, Ann. d. Phys. [5] 1. S. 613ff. 1929.

hintereinander für den ein- und ausgeschalteten Filter mit 30fach vergrößerndem Fernrohr und 5 m entfernter Skala bis auf 0,1 mm genau beachtet werden. Der Nullpunkt der Ausschläge wurde dabei jedesmal aus dem Hin- und Rückgang des Instrumentes bestimmt. Da die Umkehrpunkte durchweg schlecht definiert waren, erfolgte ihre Ablesung stets nach dem Ablauf der halben Mikroradiometerschwingungsdauer, die ein Metronom präzise durch Glockenzeichen markierte.

Die mit und ohne Filter gewonnenen Ausschläge ergeben als Funktion der Wellenlänge dargestellt das „durchgelassene“ und das „wahre“ Grundspektrum (Ordinate: mm Ausschlag). Eine entsprechende Darstellung der Ausschlagsquotienten liefert die prozentische Durchlässigkeitskurve des betreffenden Filters, die als Meßresultat hier ausschließlich interessiert. Die Genauigkeit dieser Kurve hängt von den Intensitätswerten des wahren Grundspektrums ab, und deswegen sind in den Figg. 2 bis 5, 7—9 stets die ohne Filter beobachteten Ausschläge zur Kontrolle mit eingezeichnet worden. Wie ersichtlich treten im Grundspektrum zahlreiche Einsenkungen auf, die allgemein die Messungen recht stören. Vorübergehend kommt ihnen beim Bestimmen der Gitternormalstellung (Zentralbild) einige Bedeutung zu. Sie stammen von Wasserdampfresten im Apparateraum und stimmen hinsichtlich ihrer Lage und Intensität mit früheren Messungen von H. Rubens¹⁾ und M. Czerny²⁾ gut überein.

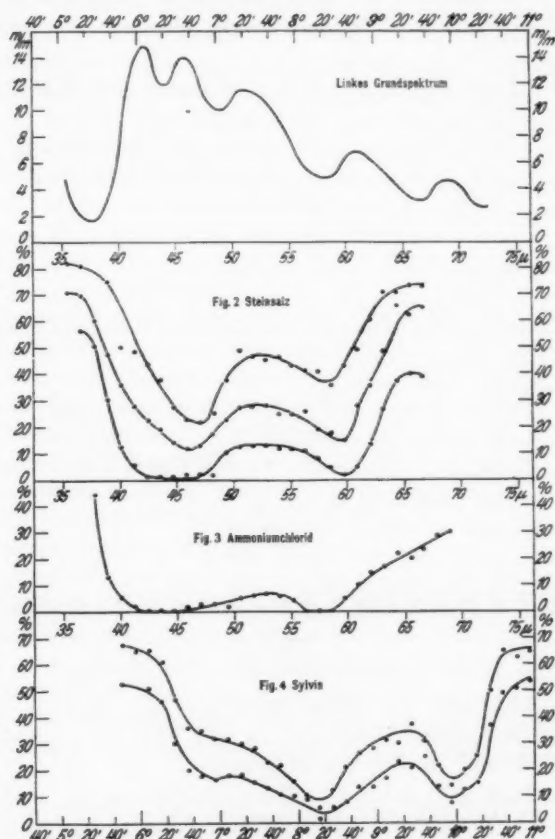
Die Messungen an den NaCl-, NH₄Cl- und KCl-Filtern erfolgten mit dem 0,3997 mm-Gitter, 0,4 mm starkem Quarz im Mikroradiometer, 2,5 mm breiten und 26 mm hohen Spalten. Für den TlCl-Filter³⁾ wurde das 0,7998 mm-Gitter, ein 1,95 mm dickes Quarzfenster und eine Spaltbreite von 3,1 mm gewählt. Von der Wellenlänge 97,5 μ an war außerdem der Austrittsspalt S₂ durch eine 0,5 mm starke Paraffinschicht verschlossen. In Anbetracht der genannten Gitterkonstanten und Spaltbreiten genügte es, die einzelnen Meßpunkte beiderseits vom

1) H. Rubens, Berl. Ber. 1921. S. 13ff.

2) M. Czerny, Ztschr. f. Phys. 34. S. 234. 1925.

3) TlBr u. TlI wurden infolge des jähen Intensitätsabfalls im Grundspektrum bei 90 μ und der daraus entstehenden Meßschwierigkeit nicht untersucht.

Zentralbild von $10'$ zu $10'$ Beugungswinkel aufzunehmen. Zunächst wurde die Reinheit des Gitterspektrums durch die Durchlässigkeitsbestimmung einer 5 mm dicken Steinsalzplatte



Figg. 2—4

geprüft, die nach Rubens¹⁾ alle Wellenlängen $> 24 \mu$ absorbiert. Die beobachteten sehr kleinen Werte wurden bei

1) H. Rubens, Verh. d. Phys. Ges. 15. S. 108. 1896.

den Filtermessungen in Abzug gebracht. Die danach untersuchten dünnen Zaponmembranen, die als Träger der Filterschichten dienen, zeigten im gesamten Spektrum unabhängig von der Wellenlänge je nach Schichtdicke Durchlässigkeiten von 96—98 Proz. Sie beeinflussen also die Filterselekti-

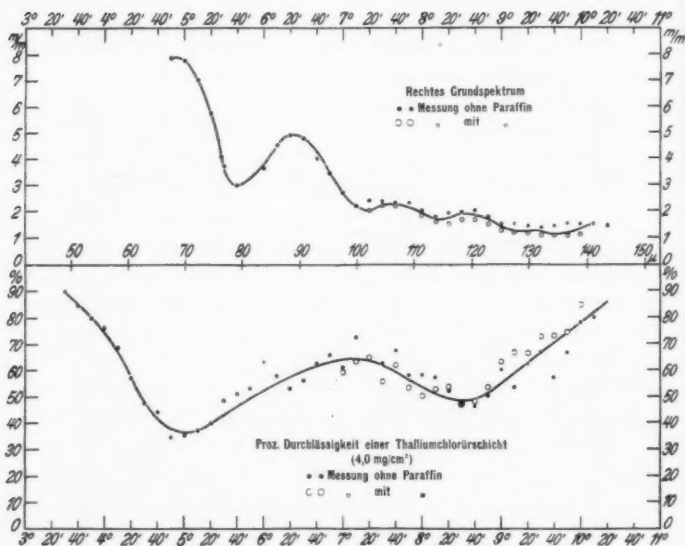


Fig. 5

vität nicht und die Meßresultate nur um einen geringen konstanten Betrag. Diese sind in den Figg. 2—5 graphisch dargestellt und ergeben das Folgende:

Steinsalz (Fig. 2) hat bei allen Schichtdicken ein stärkeres und ein schwächeres Durchlässigkeitsminimum bei den ungefähren Wellenlängen 46μ und 60μ . Dazwischen steigt die Durchlässigkeit wieder auf ein mittleres Maximum, dessen Lage mit der Reststrahlenwellenlänge von $52,0 \mu$ nahezu zusammenfällt. Das Grundspektrum gibt in dem genannten Bereiche hohe und mittlere Werte, d. h. eine ziemliche Meßgenauigkeit zu erkennen. Der Anstieg zu hohen Durchlässig-

keitswerten jenseits von $40\ \mu$ und $60\ \mu$ ist steil und erfolgt auf der langwelligen Seite etwas langsamer.

Ammoniumchlorid (Fig. 3) besitzt einen dem NaCl sehr ähnlichen Durchlässigkeitsverlauf, was bei der von Rubens¹⁾ gefundenen fast übereinstimmenden Gestalt beider Reststrahlengebiete nicht verwundert. Wieder treten 2 Minima auf, deren erstes, scheinbar das stärkere, infolge seiner Breite schlecht in der Lage definiert ist. Das schwächere liegt bei $56\ \mu$, also deutlich kürzerer Wellenlänge als das entsprechende NaCl-Minimum. Der langwellige Durchlässigkeitsanstieg ist sanfter als bei den kürzeren Wellen und deutet evtl. auf ein breiteres Absorptionsgebiet als beim NaCl.

Die *Sylvin*-Durchlässigkeit (Fig. 4) wird bei $69\ \mu$ und hauptsächlich $57,5\ \mu$ evtl. auch bei $47\ \mu$ minimal. Das Absorptionsgebiet reicht dadurch ungefähr von $45\ \mu$ — $71\ \mu$. Es ist auf die Reststrahlenwellenlänge von $63,4\ \mu$ bezogen etwa 1,1 mal breiter als das des Steinsalzes. Der Anstieg der Durchlässigkeit scheint auf beiden Seiten gleich stark zu sein.

Thalliumchlorür (Fig. 5) endlich zeigt Durchlässigkeitsminima bei $67,4\ \mu$ und $120,5\ \mu$. Die Breite des Absorptionsgebietes übertrifft mit Rücksicht auf die Reststrahlenwellenlänge von $91,6\ \mu$ die des Steinsalzes 1,7fach. Die mit dem Paraffinfilter aufgenommenen Kurventeile unterscheiden sich kaum von den anderen Meßwerten. Der langwellige Durchlässigkeitsanstieg erfolgt auch hier langsamer als der kurzwellige.

Zusammenfassend ist zu sagen:

1. Die Breite der Absorptionsgebiete wächst in der Reihenfolge NaCl, NH_4Cl , KCl und TlCl.
2. Fast alle Substanzen haben einen auf der langwelligen Seite sanfter oder langsamer verlaufenden Durchlässigkeitsanstieg.
3. Es treten beim NaCl, NH_4Cl und TlCl 2, beim KCl evtl. 3 zur Reststrahlenwellenlänge der betr. Substanz symmetrisch angeordnete Durchlässigkeitsminima auf.

Als Selektionsfilter genügen also die vier untersuchten Substanzen in hohem Maße den in der Einleitung gestellten Anforderungen, den Wellenlängenbereich von 40 — $140\ \mu$ be-

1) H. Rubens, Berl. Ber. 1914. S. 173.

liebig einzugrenzen. Die Steinsalz- und Ammoniumchloridfilter eignen sich in dickeren Schichten zur Absorption des Gebietes von etwa $42\text{--}62\ \mu$, während die Sylvín- bzw. Thalliumchlorürschichten die Bezirke $45\text{--}71\ \mu$ bzw. $60\text{--}130\ \mu$ mit entsprechenden Dicken absorbieren. Da Ammoniumchlorid gegenüber Steinsalz keine wesentlichen Vorteile bietet und hygroskopischen Einflüssen ausgesetzt schien, dürfte dieser Salzfilter nicht in den praktischen Gebrauch kommen. Dagegen steht der Anwendung der Steinsalz-, Sylvín- und Thalliumchlorür-Schichten, die monatelang im luftgetrockneten Apparateraum oder Exsiccator haltbar bleiben, nichts im Wege.

Vom Standpunkte der Reststrahlenforschung überraschen die Durchlässigkeitsergebnisse nur hinsichtlich der 2- bzw. 3fachen Minima; denn dem Übrigen analog zeigen in jedem anomalen Dispersionsgebiet die Extinktions- und Reflexionskoeffizienten bei größeren Wellenlängen einen weniger steilen Kurvenabfall, sowie eine mit der Substanz wechselnde Gebietbreite. Die Reihenfolge der wachsenden Absorptionsbreiten stimmt auch mit der früher von Rubens beobachteten verschiedenen Breite der Reflexionsbereiche überein, die aus Interferometer- und Quarzabsorptions-Beobachtungen folgte.¹⁾ Dagegen ist die Deutung der Minima schwierig. Da die Frage nahe lag, ob die an der Durchlässigkeit stark beteiligte Reflexion etwa 2 bzw. 3 Maxima habe, erschien es prinzipiell wichtig, den genauen Verlauf des Reflexionsvermögens für einen typischen Fall aufzunehmen. Intensitätsrücksichten wählten dazu Steinsalz aus, dessen auf Silber als Einheit bezogene Reflexionskurve damit zum erstenmal stetig bekannt wird.

Der nötige Umbau der Gitterapparatur (Fig. 1) beschränkte sich darauf, statt der Filterklapptür T ein zur Spaltbreite S_2 parallel verschiebbares Metallgehäuse Q zu verwenden, das nach Fig. 6 zwei Spiegel P_1 und P_2 enthält. P_1 ist fest unter 45° Neigung montiert und besteht halb aus einer auf Hochglanz polierten Steinsalzplatte P_{11} , halb aus einer ebenso dicken vorderseitig versilberten Glasplatte P_{12} . Beide Spiegelhälften wurden auf eine optisch plane Fläche gelegt und in dieser Lage rückseitig auf einen gemeinsamen Träger gekittet.

1) Berl. Ber. 1914. S. 174, 178, 185.

Die ebenfalls vorderseitig versilberte Platte P_2 ist so justierbar, daß der von S_2 ausgehende und auf P_1 treffende Strahl in Fig. 1 zum Hohlspiegel H_3 und dann ins Mikroradiometer M gelangt. Durch Verschieben des Gehäuses Q auf einem zur Spaltbreite parallelgerichteten Horizontalschlitten wird die spektral zerlegte Strahlung entweder einmal an Steinsalz und Silber oder zweimal an Silber reflektiert. Der Quotient der zugehörigen Mikroradiometerausschläge gibt dann für jede beliebige eingestrahlte Wellenlänge das prozentische Steinsalzreflexionsvermögen, allerdings für die Inzidenz von 45° . Diesen Nachteil überwiegt aber der größere Vorteil, trotz des Spiegelwechsels stets mit einem in Länge und Richtung konstant bleibenden Strahlengang zu arbeiten. Wasserdampfreste im Apparateraum beeinflussen dann nicht das Meßresultat. Die Ablesungen erfolgten nach den oben bereits gemachten Angaben mit 50 fach vergrößern dem Fernrohr und 5 m entfernter Skala. Benutzt wurden das 0,3997 mm-Gitter, 0,4 mm (später 1,95 mm) starker Quarz als Mikroradiometerfenster, 0,5 mm dickes Paraffin im Spalt S_2 , 2,5 mm breite und 26 mm hohe Spalte. Die Aufnahme der einzelnen Meßpunkte geschah im linken und rechten Beugungsspektrum von $5'$ zu $5'$ Beugungswinkel, also äußerst dicht.

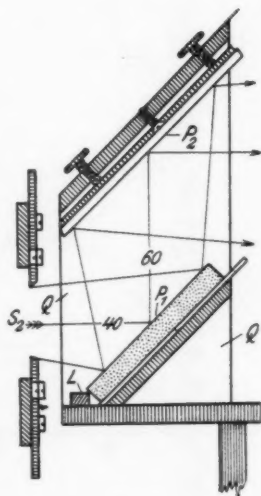


Fig. 6

In Fig. 7 sind graphisch die Meßergebnisse mitgeteilt, deren Genauigkeit aus dem an Silber bzw. Steinsalz reflektierten Grundspektrum a bzw. b folgt. Deutlich zeigt die prozentische Reflexionskurve 2 Maxima bei 48μ und 55μ , getrennt durch ein Minimum bei 51μ , das dem mittleren Maximum der darunter gezeichneten Filterdurchlässigkeit entspricht. Da dies Minimum sich nach Einfüllen feuchter Zimmerluft in

beimischungen des Beugungsspektrums in den Verdacht, die Messungen verfälscht zu haben. Zu ihrer Schwächung und zur gleichzeitigen Verstärkung der spektralen Vorzerlegung, die

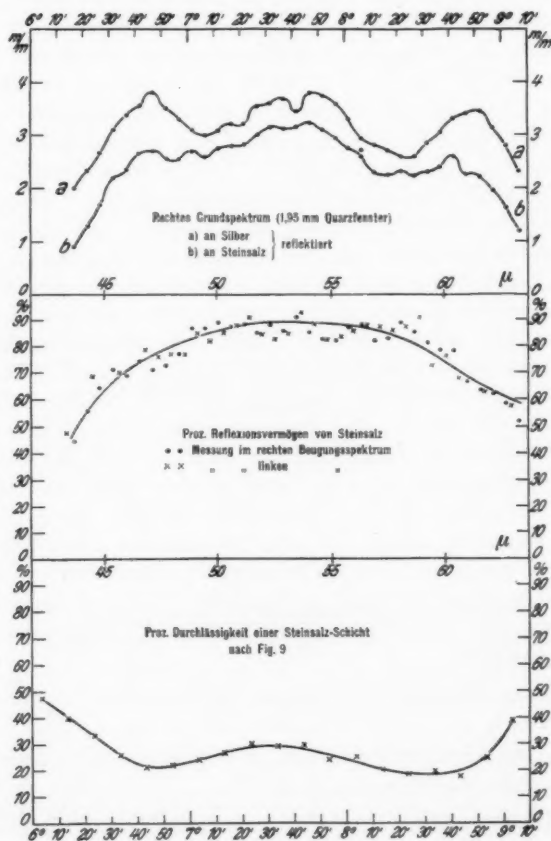


Fig. 8

vor den Wellenlängen 0,4 bis 30 μ Schutz gewährt, wurden die Reflexionsmessungen mit einer 1,95 mm starken Quarzplatte wiederholt.

Nach Fig. 8 sind die Grundspektren *a* und *b* verändert, und die Reflexionskurve besitzt tatsächlich nur ein einziges Maximum bei etwa $53,5 \mu$, das mit der von Rubens angegebenen Reststrahlenwellenlänge von $52,0 \mu$ nahezu übereinstimmt. Der Reflexionsanstieg erfolgt in Fig. 7 und 8 steil, der Abstieg langsamer im Sinne der Dispersionstheorie. Sämtliche Werte liegen aber in Fig. 8 höher als in Fig. 7, was auf die mit dem dicken Quarz erhöhte Spektralreinheit zurückzuführen ist.

Nach diesem Tatbestand, der die im langwelligen Ultrarot auftretenden Meßschwierigkeiten kennzeichnet, erschien es wichtig, die Existenz der Durchlässigkeitsminima nochmals in der Reflexionsapparatur streng nachzuweisen. Als einzige erforderliche Änderung des oben beschriebenen Instrumentariums ist die Aufstellung einer großen Sektorblende vor dem Mikroradiometer zu nennen, die von außen bedienbar bald mit der oberen, bald mit der unteren Hälfte ihrer Öffnung den Mikroradiometerkonus einrahmte. Der volle Sektorausschnitt war mit einer Zaponmembran bespannt, die halb mit Steinsalz bedampft, halb gänzlich frei belassen wurde. Durch Drehen der Blende wurde die Salzschiebt auf Zapon bzw. Zapon allein in den Strahlengang gebracht, so daß der geringe Einfluß der Trägersubstanz eliminiert war. Eine dünnere sowie dickere Steinsalzschiebt wurde so montiert und ihre Durchlässigkeit unter folgenden 3 Versuchsbedingungen untersucht:

- a) Strahlungsreflexion am Silberspiegel P_{12} , 0,5 mm starkes Paraffin vor dem Spalt S_2 , 0,4 mm dickes Quarzfenster im Mikroradiometer.
- b) Strahlungsreflexion am Steinsalzspiegel P_{11} , sonst wie bei a).
- c) Strahlungsreflexion am Silberspiegel P_{12} , 0,5 mm Paraffin, 1,95 mm Quarz.

Die gewonnenen Ergebnisse enthält Fig. 9, in der die gleichen obigen Bezeichnungen *a*, *b*, *c* gelten. Bei der Durchlässigkeitsaufnahme *a* der dickeren Steinsalzschiebt fehlte der Paraffinfilter. Die bereits bekannten Kurven *a*, *b*, *c* des Grundspektrums zeigen, daß die ursprüngliche Energieverteilung *a* durch die Steinsalzreflexion *b* oder selektive Quarzabsorption *c* gleichartig beeinflußt wird. Die spektrale Reinheit der Be-

dungen *b* und *c* ist daher die gleiche, weswegen die nach *b* oder *c* gemessenen Durchlässigkeiten sich kaum unterscheiden. Wie ersichtlich zeigen auch die neuen Messungen das zum

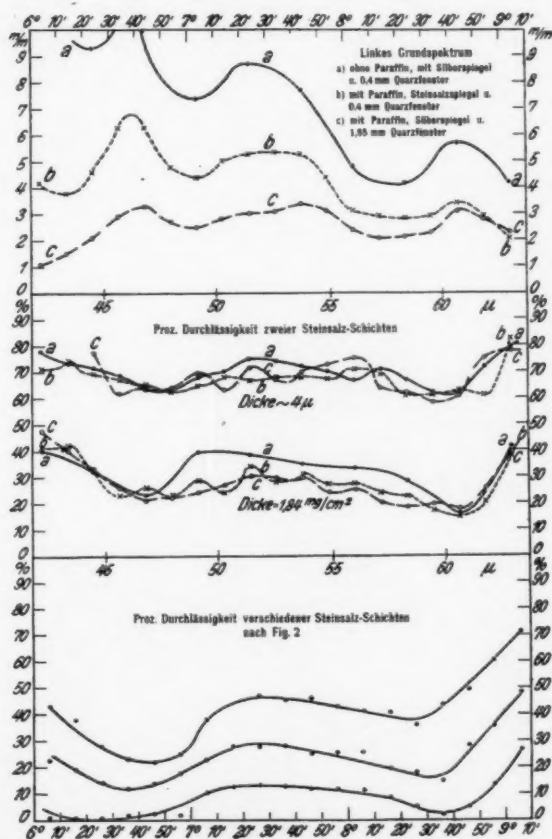


Fig. 9

Vergleich daruntergestellte alte Bild. Danach muß die Realität der doppelten Durchlässigkeitsminima zugestanden werden. Eine Erklärung der Beobachtungen scheint nur möglich zu

sein durch das Bestehen eines komplizierten Zusammenwirkens von Absorptions-, Reflexions- und Streuungseffekten in den feinkörnigen Filterschichten.

Die vorstehende Arbeit wurde in den Jahren 1925—1927 im Physikalischen Institut der Universität Berlin ausgeführt.

Hrn. Geheimrat Prof. Dr. W. Nernst bin ich für die Bereitstellung der nötigen Institutsmittel zu Dank verpflichtet.

Hrn. Privatdozenten Dr. M. Czerny, der mir die Anregung zu der Arbeit gab, möchte ich für seine wertvollen Ratschläge und sein großes Interesse meinen herzlichen Dank aussprechen.

(Eingegangen 1. August 1930)

Die Ionisation von Edelgasen durch langsame Alkaliionen

Von Otto Beeck¹⁾

(Mit 16 Figuren)

Inhaltsübersicht: I. Problemstellung. — II. Geschichtliches. — III. Prinzip der Methode. — IV. Anordnung im einzelnen: Erzeugung der Ionen; Magnetfeld; Meßeinrichtung; Vakuumanordnung; Versuchsgase; Schaltungen und Elektrometer. — V. Messung im einzelnen: Zur Frage der Ionenreinheit; Zur Frage der Ionengeschwindigkeit; Fehlerquellen und Messung der Ionen- und Elektronenmengen; Zur Frage etwaiger Umladungen. — VI. Meßergebnisse: Meßbeispiel; Einzelergebnisse; Gesamtergebnis; Zur Frage der Ionisierungswahrscheinlichkeit (absolute Ausbeute); Zur Frage der Ionisationspotentiale; Vergleich mit der Ionisation durch Elektronenstoß. — Zusammenfassung. — Literaturverzeichnis.

I. Problemstellung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der Stoßionisation der drei Edelgase Helium, Neon und Argon durch die fünf Alkaliionen Li^+ , Na^+ , K^+ , Rb^+ und Cs^+ , und zwar für kleine Ionengeschwindigkeiten bis 500 Volt. Die Versuche entsprechen formell zum Teil den Ionisationsmessungen von Gasen durch Elektronenstoß und bilden sachlich neben den Wirkungsquerschnittsmessungen von Gasen gegenüber langsamen Alkaliionen (1)²⁾ einen weiteren Ausläufer der Kanalstrahlphysik nach kleinen Geschwindigkeiten hin.

II. Geschichtliches

Bei Beginn dieser Arbeit im Frühjahr 1928 stand der experimentelle Befund auf diesem Gebiet etwa auf der Stufe,

1) Vgl. die Zusage in den „Naturwissenschaften“. 18. S. 719. 1930.

2) Die Arbeiten sind am Schluß zusammengestellt.

wie ihn Frank und Jordan in ihrem Buch über „Anregung von Quantensprüngen durch Stöße“ schildern (2) (3). Die Resultate widersprechen sich zum Teil stark; es mangelte an geeigneten Ionenquellen und damit an dem wichtigsten Erfordernis: der Schaffung sauberer Versuchsbedingungen. Störend wirkte vor allem auch das Auftreten von Sekundärelektronenemission aus den Metallteilen durch Ionenstoß und das Auftreten von Ionenreflexion, die dann später in einigen Arbeiten von Klein(4), Jackson(5), Read(6) und Gurney(7) besonders behandelt wurden. Man kann die experimentellen Resultate bei Beginn dieser Arbeit dahin zusammenfassen, daß lediglich festgestellt war, daß die Ausbeute der Ionisation durch Ionenstoß sehr klein ist — Ionen also wesentlich schlechtere Ionisatoren als Elektronen sind — und daß eine untere Grenze der Ionisation nicht festzustellen ist. Einer 1926 erschienenen Arbeit von Hooper(8) über die Ionisation von Wasserstoff durch Na^+ -Ionen bis 900 Volt Geschwindigkeit folgte 1928 eine Untersuchung von Gurney(9) mit K^+ -Ionen bis 7000 Volt. Beide Arbeiten lieferten im wesentlichen negative Resultate. Die Ionisation von A, Ne und He durch K^+ -Ionen behandeln 1929 Sutton(10) und 1930 Sutton und Mouzon(11). Auf die Ergebnisse dieser Arbeiten wird im Verlauf der vorliegenden Untersuchung näher eingegangen. Ferner erschien eine Arbeit von Câmpăn(12) 1929 mit K^+ -Ionen in Wasserstoff und Stickstoff (vgl. S. 1015, Anm. 1).

Die Versuchsmethodik schließt sich bei den Arbeiten zum Teil den analogen Untersuchungen über die Ionisation durch Elektronenstoß an, und die Auswertung geht gleiche oder ähnliche Wege. Als ungeeignet muß jedoch die Angabe der Ionisationswahrscheinlichkeit (der sog. absoluten Ausbeute) angesehen werden, die die Anzahl der ionisierenden Stöße (den Ionisationsquerschnitt) auf die gaskinetische Stoßzahl (den gaskinetischen Querschnitt) bezieht. Denn seit der Kenntnis des Gesamtwirkungsquerschnitts von Gasen gegenüber Elektronen und Ionen wissen wir, daß die freie Weglänge (der reziproke Wert des Wirkungsquerschnitts) der Elektronen und Ionen von ihrer Geschwindigkeit abhängt und nicht mit der gaskinetischen freien Weglänge übereinstimmt. Es scheint daher angebracht, zwecks Feststellung der Ionisationswahr-

scheinlichkeit (der absoluten Ausbeute), den Ionisationsquerschnitt nur noch auf den Gesamtwirkungsquerschnitt zu beziehen, oder wenn dieser nicht vorliegt, auf diese Angabe einstweilen zu verzichten.

III. Prinzip der Methode

Folgenden Gesichtspunkten muß bei der experimentellen Anordnung Rechnung getragen werden:

1. Die Ionenquelle muß intensiv und womöglich konstant sein.
2. Es muß eine Anordnung geschaffen werden, die unbedingt verbürgt, daß nur *eine* Ionenart in den Ionisationsraum gelangt.
3. Die Ionengeschwindigkeit muß sich bis 500 Volt beliebig variieren lassen; ihre Einheitlichkeit muß kontrollierbar sein.
4. Im Ionisationsraum muß ein beliebiger Gasdruck herstellbar sein.
5. Die Meßeinrichtung für die durch Ionenstoß erzeugten Elektronen muß empfindlich genug sein, um trotz der geringen Ausbeute an ionisierenden Stößen bei so niedrigen Gasdrucken arbeiten zu können, daß mehrfache Zusammenstöße zwischen Ion und Gasatom im Ionisationsraum unwahrscheinlich sind.

Diesen Gesichtspunkten entspricht die in Fig. 1 schematisch gezeichnete Anordnung.

F ist die noch näher zu besprechende Alkaliionenquelle. Die von ihr emittierten positiven Ionen (meistens ein Gemisch verschiedener Ionen) werden durch ein zwischen F und dem Spalt 1 angelegtes elektrisches Feld beschleunigt und treten mit einer Geschwindigkeit von z. B. 6 Volt in den Raum M ein, der von einem kräftigen, senkrecht zur Zeichenebene stehenden Magnetfeld durchsetzt ist. Die verschiedenen Ionen werden nun im Magnetfeld je nach ihrer Masse auf verschiedenen Kreisbögen umgebogen, und man ist durch geeignete Wahl des Magnetfeldes in der Lage, die gewünschte Ionenart den durch die Spalte 2 und 3 vorgeschriebenen Weg passieren zu lassen. Durch ein zwischen den Spalten 3 und 4 ange-

gelegtes elektrisches Feld werden die Ionen nach Verlassen des Magnetfeldes dann wieder beliebig beschleunigt und gelangen mit einer Geschwindigkeit von z. B. 200 Volt in den durch das Gitter *G* abgeschlossenen Ionisationsraum *J*, den sie durchqueren. Sie werden dann in dem Aufhänger *I* aufgefangen. Die im Ionisationsraum *J* durch Ionisation erzeugten Elektronen wandern auf die Auffangplatte *II*, die auf ein gegen die Wände des Ionisationsraumes positives Potential gebracht wird. Die positiven bzw. negativen Elektrizitätsmengen, die nach *I* und *II* gelangen, werden in je einem Elektrometer entsprechender Empfindlichkeit gemessen. Bezeichnen wir nun mit i_i die Menge der in den Ionisationsraum eintretenden Alkaliionen und mit i_{el} die Menge der durch Ionisation erzeugten

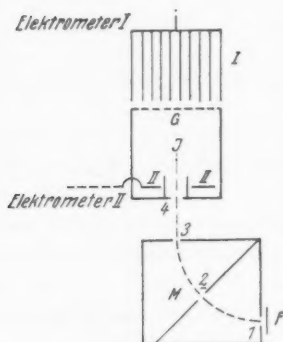


Fig. 1

Elektronen, so ist, wenn im Ionisationsraum der Gasdruck p herrscht, $n_p = \frac{i_{el}}{i_i}$ die Anzahl der durch ein Ion beim Druck p auf seinem Wege s im Ionisationsraum im Mittel erzeugten Elektronen. Also wird N , d. h. die Anzahl der pro Ion auf dem Wege von 1 cm beim Druck von 1 mm Hg und 0°C gebildeten Elektronen gegeben durch die Gleichung

$$N = \frac{\frac{i_{el}}{i_i}}{p \cdot s}, \quad (p \text{ auf } 0^\circ \text{C reduziert}).$$

IV. Anordnung im einzelnen

Die zu den endgültigen Messungen benutzte Anordnung hat sich im Verlauf der Untersuchung ergeben und ist in dem Bestreben entwickelt worden, den in Kapitel III gestellten Forderungen zu entsprechen und die auftretenden Fehlerquellen nach Möglichkeit zu beseitigen. Fig. 2 zeigt ein maßstäbliches Schema der endgültigen Anordnung.

Erzeugung der Ionen

Bei Beginn der Untersuchungen diente zur Erzeugung der Ionen ein mit Alkaliamalgam durchtränkter, elektrisch geglähter Platiniridiumstreifen von 2 mm Breite und $\frac{1}{100}$ mm Dicke. Diese Ionenquelle wurde in der Arbeit über den Wirkungsquerschnitt von Gasen gegenüber langsamen Alkaliionen (1) verwendet, und ihre Herstellung ist dort eingehend beschrieben.

Später wurde dann meistens eine sogenannte Kunsmananode (13) verwendet. Ihre Herstellung geschah folgendermaßen: Einer bekannten, im Sauerstoffgebläse geschmolzenen Menge Eisenoxyd (zuweilen auch ein Gemisch von Eisen- und Aluminiumoxyd) wurden einige Prozent eines Alkali-oxys oder Alkalisalzes beigegeben. Die abgekühlte Schmelze wurde äußerst fein pulverisiert, und mittels Paraffinöl auf 2 mm breite und $\frac{1}{100}$ mm dicke Platiniridiumfolien aufgeschwemmt. Dann wurden die Folien elektrisch geheizt, bis das Paraffinöl verdampft war, und danach zum Einbrennen der aufgetragenen

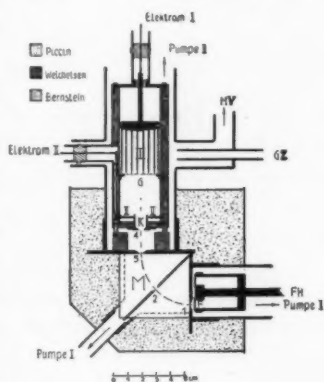


Fig. 2

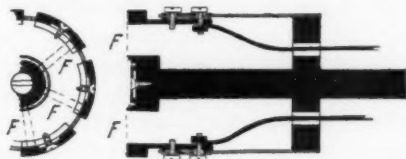


Fig. 3

Schicht einige Sekunden mit heller Rotglut gegläht. Dieser Prozeß wurde so lange wiederholt, bis eine genügend dicke Schicht erreicht war. Die so präparierten Folien konnten direkt als Ionenquelle verwendet werden, wenn es nicht auf

gute Konstanz der Emission ankam. Gute Konstanz der Ionenemission, wie sie z. B. zur Aufnahme der Gegenspannungskurven nötig war, konnte dadurch erreicht werden, daß die Folien vor Einbau in die Apparatur mehrere Stunden in einer Wasserstoffatmosphäre bei Rotglut reduziert wurden. Zum Einbau der Folien in die Meßapparatur diente ein besonderer Folienhalter (in Fig. 2 schematisch gezeichnet und mit FH bezeichnet). Der Folienhalter hat die in Fig. 3 wiedergegebene zylindersymmetrische Form und ist zur Aufnahme von 6 Folien (F) eingerichtet. Er ist in einem Schliff drehbar angeordnet, so daß die Folien nacheinander (vgl. Fig. 2) vor den Spalt 1 gebracht werden können. Diese Anordnung bedeutet eine wesentliche Arbeitserleichterung.

Magnetfeld

Es wurde ein hufeisenförmiger Magnet verwendet. Die Kerne bestehen aus weichem schwedischem Eisen. Innerhalb der Spulen sind sie rund, sonst nahezu quadratisch (vgl. den Querschnitt in Fig. 1 und 3). Die einzelne Spule enthält etwa 20 Lagen zu je 50 Windungen eines 2 mm dicken, baumwollumspannenen Kupferdrahtes. Die erforderliche Feldstärke schwankte zwischen 400 und 1700 Gauss, was einem Magnetstrom von etwa 0,085—0,55 Amp. entspricht. Der Abstand der Kerne im Innern der Meßapparatur an der Stelle M (Fig. 1 und 2) beträgt 7 mm. Die sich dort gegenüberstehenden Flächen (M) sind zum Schutz gegen Rosten leicht vergoldet.

Meßeinrichtung

Die Spalte 1 und 3 sind 2 mm breit, Spalt 2 4 mm. Alle drei Spalte sind 6 mm tief (in Richtung des Magnetfeldes). Spalt 2 ist verschiebbar, und man kann seine günstigste Lage experimentell ermitteln; er ist nicht auf dem Kreisbogen, sondern etwas dazu verschoben, weil das Feld leicht inhomogen ist.

Wie sich aus Versuchen ergab, durfte der Abstand der Blenden 3 und 4, zwischen denen die Ionen weiter beschleunigt werden, nicht zu groß gewählt werden.

nigt werden, nicht zu gering gewählt werden, weil darunter die Einheitlichkeit der Strahlgeschwindigkeit leidet. Der Abstand beträgt 17 mm. Dieser Weg ist zur Abschirmung des Streufeldes des Magneten mit einem Ring aus weichem Eisen umgeben. Auf diesem Ring steht, durch Bernsteinfüßchen isoliert, der wiederum sorgfältig durch Weicheisen abgeschirmte Ionisationsraum. Die gute Abschirmung des Ionisationsraums ist wichtig, weil die in ihm erzeugten und zur Messung gelangenden langsamen Elektronen besonders leicht beeinflussbar sind. Der Ionisationsraum und die zugehörigen Auffänger sind zylinderförmig. Die Blende 4 ist kreisförmig und hat einen Durchmesser von 5 mm. Hinter ihr befindet sich ein 1 cm langer Kanal *K* von 8 mm Durchmesser; er reicht 5 mm in den Ionisationsraum hinein. In der entstehenden Nische ist die Auffangplatte II für die durch Ionenstoß gebildeten Elektronen angebracht. Diese Anordnung¹⁾ hat sich nach mannigfachen Versuchen als die günstigste erwiesen, da der Raum zwischen dem Kanal *K* und dem Gitter *G* dabei nahezu feldfrei ist, wie später zu beschreibende Versuche zeigen. Die statisch geschützte Zuleitung zur Auffangplatte II führt zuerst durch eine Bohrung im Eisenmantel und dann durch eine Einkittung aus dem Vakuum heraus und weiter zum Elektrometer II. Das Gitter *G* besteht aus 0,05 mm starken Golddrähten in 1 mm Abstand. Mit besonderer Sorgfalt wurde die Form des Auffängers I entwickelt. Sie hat, wie später in Kapitel V eingehend erörtert wird, den Vorteil, den größten Teil der am Gitter *G* durch Ionenstoß ausgelösten Sekundärelektronen unschädlich zu machen. Der Auffänger I besteht im wesentlichen aus einer Anzahl konzentrischer, ineinander angeordneter Messingzylinder, die sich mit ihrem freien, gut angeschärften Ende dicht über dem Gitter *G* befinden. Die statisch geschützte Zuleitung zum Auffänger I führt ebenfalls durch eine Einkittung aus dem Vakuum heraus zum Elektrometer I. Diese Einkittungen enthalten auch die sonstigen Zuleitungen. Sie sind in Schliften angeordnet, so daß der obere Teil der Apparatur leicht auseinandernehmbar ist. Der Auffänger I und die Auffang-

1) R. M. Sutton (10), (11) hat diese Anordnung ebenfalls verwendet.

platte II wurden zur Vermeidung von Ionen- und Elektronen-reflexion beruht. Die rußende Flamme wurde mittels Leuchtgas erzeugt, das durch Benzol geleitet war. Die Methode verbürgt sehr feinkörnige Schichten, die sehr wenig Dämpfe abgeben.

Vakuumanordnung

Als Pumpen dienten zwei dreistufige Quarz-Quecksilberdiffusionspumpen mit einer Wasserstrahlpumpe als Vorpumpe. Die Pumpansätze enthalten unmittelbar neben der Apparatur je eine Quecksilberfalle großer Oberfläche, die mit flüssiger Luft gekühlt wurde. Der Spalt zwischen den Magnetpolen *M* hat, wie aus Fig. 2 ersichtlich ist, eine besondere Pumpleitung zur Pumpe I; sie mündet in den zugehörigen Kühlstutzen. Zur Messung des Vakuums wurde ein McLeodvakuummeter verwendet, dessen günstigster Bereich zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $1 \cdot 10^{-4}$ mm Hg lag; der Vakuummeteransatz ist in Fig. 2 mit *MV* bezeichnet. Die Apparatur ist für Messung in strömendem Gas eingerichtet. Das Gas strömte aus einem 500 ccm großen Vorratsgefäß durch eine Kapillare und flüssige Luft = Kühlung bei *GZ* in die Apparatur. Der Druck in dem Vorratsgefäß schwankte je nach der inneren Reibung des Versuchsgases und des im Meßraum gewünschten Druckes zwischen 30 und 60 mm Hg. Zur Herstellung eines bestimmten Druckes in der Ionisationskammer *J* wurde die Pumpleitung zur Pumpe durch einen Hahn geschlossen, und das Gas nur durch den Spalt 3 abgepumpt. Für schnelles Abpumpen des Gases aus dem Schlitz zwischen den Magnetpolen wurde durch die schon erwähnte besondere Pumpleitung gesorgt. Die Regelung des Druckes im Versuchsraum geschah lediglich durch Änderung des Druckes im Gasvorratsgefäß. Die Messung des Druckes im strömenden Gas mittels eines in die Nähe des Meßraumes geführten, mit dem McLeod verbundenen Rohres, erschien bei der Langsamkeit der Strömung und der Kleinheit der benutzten Drucke unbedenklich.¹⁾

1) Vgl. auch C. Ramsauer u. O. Beeck, Ann. d. Phys. [4] 87. S. 1. 1928, wo diese Methode einer Prüfung unterzogen wurde.

Versuchsgase

Die benutzten Edelgase stammten aus dem Gasvorrat des Instituts. Sie waren ursprünglich für andere Arbeiten von der „Linde A.-G.“, Höllriegelskreuth bei München geschenkt. Der Dank ist bereits an anderer Stelle ausgesprochen.

Schaltung und Elektrometer

Fig. 4 zeigt das genaue Schaltchema für die Versuche. Die Beschleunigungsspannung für die Glühfolie lag in bekannter Weise an der Mitte eines großen, der Glühfolie parallel geschalteten Widerstandes, wodurch erreicht wird, daß die von der Mitte der Folie ausgehenden Ionen eine Geschwindigkeit haben, die der angelegten Spannung entspricht. Die Metallhülle des Ionisationsraumes konnte gegenüber Spalt 3 auf ein beliebiges, negatives Potential bis zu 500 Volt gebracht werden. Da nun den beiden Auffängern I und II ein gegen die Hülle positives Potential erteilt werden mußte (vgl. den nächsten Abschnitt), so mußten die mit ihnen verbundenen Elektrometer und die Schutzröhren ihrer Zuleitungen voneinander und von der Hülle des Ionisationsraumes isoliert werden. Die Isolationen sind in Fig. 2 eingezeichnet. Unter diesen Bedingungen mußte jedes Elektrometer seine eigene Hilfsspannungsbatterie haben. Die benutzten Elektrometer waren

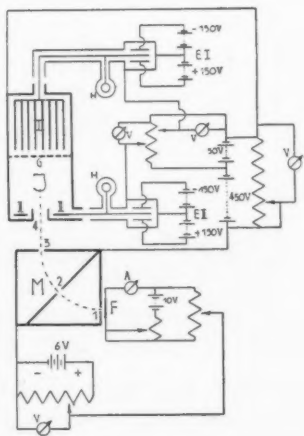


Fig. 4

Saitenelektrometer nach Lutz-Edelmann mit Quarzbügel. Elektrometer I hatte eine Empfindlichkeit von 60—80 Skt. pro Volt, Elektrometer II eine von 600—800 Skt. Die Volt-empfindlichkeit konnte dauernd kontrolliert werden. Kapazitätsverhältnis der beiden Elektrometersysteme konnte in be-

kannter Weise durch Zuschalten eines Harmsschen Kondensators (H) geeigneter Kapazität ermittelt werden. Das Kapazitätsverhältnis war während der Messungen dauernd kontrollierbar.

V. Messung im einzelnen

Zur Frage der Ionenreinheit

Da das Magnetfeld lediglich zur Trennung von Ionen verschiedener Maße dient, war eine genaue Messung der

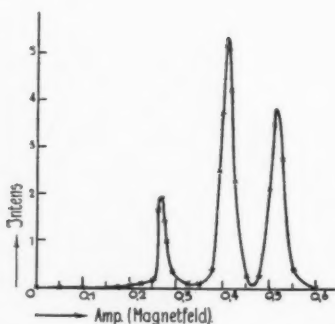


Fig. 5

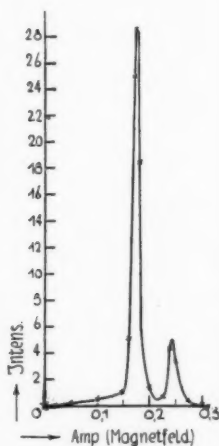


Fig. 6

Feldstärke überflüssig. Jedoch mußte das Auflösungsvermögen kontrolliert werden und die Ionenarten identifiziert werden können. Dies geschah folgendermaßen: Das Feld zwischen F und Spalt I zur Beschleunigung der Ionen (z. B. 6 Volt) wurde konstant gehalten, ebenso das Feld zwischen 3 und 4 (z. B. 50 Volt). Gemessen wurde die nach I gelangende Ionenmenge bei Änderung des Magnetstromes. Da nun, wie bekannt, sich die Massen verschiedener Ionen wie die Quadrate der Feldstärken verhalten müssen, wenn sie das Magnetfeld auf dem vorgeschriebenen Kreis passieren wollen, so ist es leicht und

genügend, die Ionenarten durch Prüfung dieser Verhältnisse zu identifizieren, zumal dann, wenn man zur Eichung des Magnetfeldes absichtlich ein bekanntes Gemisch auf die Folie bringt. Ebenfalls genügt für diese Untersuchung die Annahme, daß Magnetfeld und Magnetstrom proportional sind. Fig. 5 zeigt die nach I gelangende Ionenintensität in Abhängigkeit vom Magnetstrom. Es wurde ein Gemisch von Kalium-Rubidium- und Cäsiumionen verwendet. Die Konstanz der Ionenemission wurde dabei dauernd geprüft. Man erkennt, daß das Auflösungsvermögen gut ist. Das sich aus der Figur ergebende Verhältnis der Atomgewichte ist $K:Rb:Cs =$

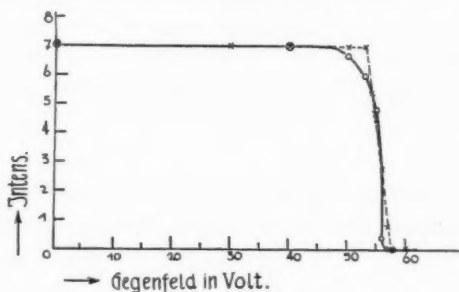


Fig. 7

1:2,24:3,58, während genau genommen sich 1:2,18:3,40 ergeben müßte. Fig. 6 zeigt dieselbe Kurve für eine mit Natrium beschickte Folie. In diesem Falle tritt, wie immer, Kalium als Verunreinigung auf. Auch Natrium trat stets als Verunreinigung auf.

Zur Frage der Ionengeschwindigkeiten

Hier galt es durch Aufnahme von Gegenspannungskurven erstens zu zeigen, daß die Ionengeschwindigkeit den angelegten Spannungen entspricht, und zweitens, daß ihre Geschwindigkeit einheitlich ist. Besonders wichtig ist dabei der Einfluß des gegen die Wandungen des Ionisationsraumes positiven Potentials der Auffangplatte II, der sich um so stärker bemerkbar machen muß, je kleiner die Ionengeschwindigkeit ist. Fig. 7 zeigt eine solche Gegenspannungskurve. Kontrollierte

Konstanz der Emission ist für die Messung dieser Kurve Bedingung. Die Intensität wurde mittels des Auffängers I gemessen; das Gegenfeld lag zwischen diesem und dem Gitter *G*. Die Beschleunigung zwischen *F* und Spalt 1 betrug 6 Volt und zwischen Spalt 3 und Spalt 4 50 Volt. Zuerst war das Potential der Auffangplatte II gleich dem der Hülle der Ionisationskammer. Die erhaltene Gegenspannungskurve ist gestrichelt gezeichnet. Sie zeigt einen linearen Abfall innerhalb von 5 Volt mit dem mittleren Wert von 56 Volt, der der Summe der angelegten Beschleunigungsspannungen entspricht. Die ausgezogene Kurve ist die Gegenspannungskurve für den Fall, daß II ein Potential von 12 Volt (dies wurde bei den endgültigen Messungen verwendet) gegen die Hülle des Ionisationsraumes hat. Trotz der geringen Ionengeschwindigkeit (50 Volt) ist die Beeinflussung gering. Die größte Steilheit ist bei 56 Volt, entsprechend den angelegten Spannungen.

Fehlerquellen und Messung der Ionen- und Elektronenmengen

Der wichtige Teil der Messung der Ionen- und Elektronenmengen läßt sich nur gleichzeitig mit den dabei auftretenden Fehlerquellen behandeln. Eine der größten Fehlerquellen war bei allen früheren Arbeiten die durch Ionenstoß aus den Metallteilen der Apparatur ausgelösten Sekundärelektronen. Das Gitter *G* bot bei der vorliegenden Anordnung die Hauptquelle solcher Sekundärelektronen. Durch die bereits oben Kapitel IV) angegebene Bauart des Auffängers I konnte diese Fehlerquelle zum Teil fast völlig beseitigt, zum Teil stark reduziert werden. (Auch die Benutzung von Golddraht bot z. B. gegenüber Platindraht Vorteile seiner geringeren Sekundäremission wegen.) Der Auffänger I wurde auf ein gegen das Gitter positives Potential von 6 Volt gebracht. Dadurch wurde erstens erreicht, daß die am Auffänger I selbst ausgelösten Sekundärelektronen ihn gegen das Feld von 6 Volt nicht verlassen konnten, und zweitens, daß auch der größte Teil der am Gitter *G* ausgelösten Elektronen in den Auffänger I gelangt. Da nun aber im Auffänger I die den Ionisationsraum durchquerenden positiven Alkaliionen gemessen werden, so könnte die positive Ladung durch die am

Gitter ausgelösten Elektronen zu gering erscheinen. Der Fehler kann aber nur sehr klein sein, da nur 5 Proz. der Fläche des Gitters von dem Draht bedeckt ist. Die Form des Auffängers I erwies sich auch in bezug auf Ionenreflektion besonders günstig.

Die richtige Wahl des positiven Potentials der Auffangplatte II mußte untersucht werden. Einerseits durfte mit diesem Potential nicht über das Ionisationspotential für Elektronenstoß des untersuchten Gases hinausgegangen werden, weil dann die durch Ionenstoß erzeugten Elektronen ihrerseits wieder ionisierende Stöße ausführen können; andererseits mußte das Potential so hoch gewählt werden, daß die Sätti-

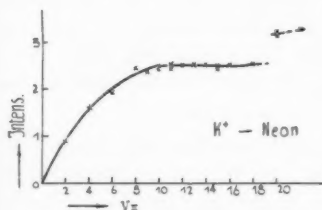


Fig. 8

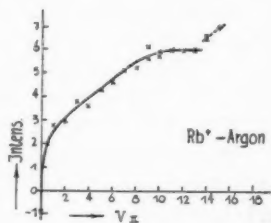


Fig. 8a

gung des Elektronenstromes zur Auffangplatte II erreicht war. Dieser Sättigungspunkt ist wesentlich durch die Wahl des positiven Potentials des Auffängers I mitbestimmt, was auf den Felddurchgriff durch das Gitter G und seinen mehr oder minder großen Einfluß auf die Ionenreflektion am Gitter zurückzuführen sein mag.

In Fig. 8 und 8a sind für K^+ -Ionen in Neon und Rb^+ -Ionen in Argon die Sättigungskurve für die zur Auffangplatte II gelangenden Elektronen wiedergegeben.

Als Abszisse ist das Potential der Auffangplatte II aufgetragen, und als Ordinate die von ihr aufgefangene Elektronenmenge. Das positive Potential des Auffängers I betrug bei beiden Messungen 6 Volt. Die Messungen wurden bei Gasdrücken von $60 \cdot 10^{-4}$ bis $70 \cdot 10^{-4}$ mm Hg ausgeführt. Die Form der Kurven erwies sich als unabhängig vom Gas-

druck und von der Ionenart. Bei beiden Kurven (Fig. 8 und 8a) ist der Sättigungswert bei einem positiven Potential der Auffangplatte II von etwa 10 Volt erreicht. Er bleibt konstant bis das Potential so hoch ist, daß eine Ionisation der betreffenden Gase durch Elektronenstoß einsetzt. Diese sollte für Neon bei etwa 21,5 Volt, für Argon bei etwa 15,3 Volt einsetzen. Die kleine Verschiebung des in den Figuren sehr klar hervortretenden Intensitätssprunges ist auf das Kontaktpotential zwischen der berußten Platte II und dem blanken Eisen und dem Golddrahtgitter zurückzuführen. Die Anregungspotentiale beider Gase, die im Sättigungsbereich der Kurve liegen, machen sich durch Intensitätsänderungen nicht bemerkbar, woraus zu schließen ist, daß Sekundärelektronen, die durch die Strahlung der angeregten Gasatome lichtelektrisch ausgelöst werden könnten, keinen merklichen Einfluß haben. Als Potential der Platte II wurde bei Neon und Argon 12 Volt gewählt, um die in den Ionisationsraum eintretenden Ionen nicht unnötig zu beeinflussen.

Über den Streuungswinkel der Ionen an den Gasatomen ist bisher nicht näheres bekannt. Es ist jedoch anzunehmen, daß bei der großen Masse der Ionen und den verwendeten relativ großen Geschwindigkeiten von 100—500 Volt nur kleine Ablenkungswinkel in Frage kommen. Für den Fall, daß die Ionenmasse größer als die Masse der Gasatome ist, ergeben sich derartig kleine Winkel (für die benutzte Apparatur darf der Ablenkungswinkel 58° im Mittel betragen) schon ohne weiteres unter Voraussetzung elastischer Stöße. Aber selbst dann, wenn größere Ablenkungswinkel auftreten würden, wie das unter Voraussetzung elastischer Stöße für Ionen kleiner Maße und für Gasatome großer Maße der Fall ist¹⁾, kann die in I gemessene Ionenmenge nicht wesentlich dadurch geändert werden, da der Gesamtwirkungsquerschnitt nach den hier untersuchten Geschwindigkeiten hin, speziell für die leichten Alkaliionen, sehr kleinen Werten zuzustreben scheint.⁽²⁾

1) Nach J. W. Cox (14), der die Streuung von Li^+ -Ionen im Hg-Dampf beobachtet, ergibt sich auch in diesem Fall leichter Ionen und schwerer Gasatome eine starke Bevorzugung der kleinen Ablenkungswinkel, was in unserem Sinne günstig ist.

Es würde also nur ein verschwindend kleiner Teil der in den Ionisationsraum eintretenden Ionen den Auffänger I nicht erreichen.

Wir kommen nun zur näheren Besprechung der Sekundärelektronenemission, die, wie schon erwähnt, zum Teil durch die günstige Wahl der Anordnung unschädlich gemacht werden konnte. Sie besteht darin, daß bereits im Vakuum ein mehr oder minder beträchtlicher Elektronenstrom zur Auffangplatte II festzustellen ist. Diese Elektronen sind zum größten Teil

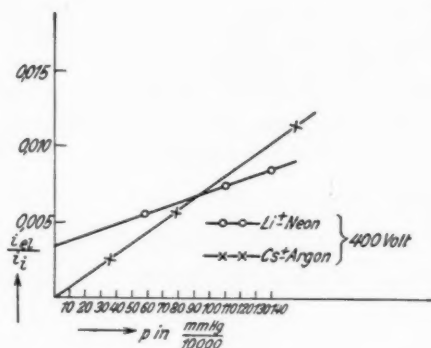


Fig. 9

durch Ionenstoß am Gitter G ausgelöst¹⁾, können natürlich zu einem kleinen Teil auch Gasresten und Verunreinigungen durch Dämpfe zuzuschreiben sein. Da nun zweifellos die Gasbeladung der von den Ionen getroffenen Metallteile einen Einfluß auf die Befreiung von Elektronen an diesen Metallen hat, so wurde die direkte Messung des Vakuumwertes abgelehnt und an Stelle dessen Druckkurven aufgenommen, wie sie in Fig. 9 wiedergegeben sind. Als Abszisse ist der Gas-

1) T. J. Cămpăn (12), der die Ionisation von H_2 und N_2 durch K^+ -Ionen von 28–140 Volt Geschwindigkeit untersucht, findet eine fragliche maximale Ausbeute von 0,02 Proz. völlig überdeckt durch Sekundärelektronenemission, der er sich dann näher zuwendet. Durch Ausheizen des verwendeten Gitters stellt er auch einen Einfluß der Gasbeladung auf die Sekundärelektronenemission fest.

druck aufgetragen, und als Ordinate das Verhältnis der in II und I gemessenen Intensitäten i_{el}/i_i . Es ergeben sich gut definierte Geraden. Für leichte Alkaliionen (Li^+ und Na^+) ergeben sich bei Verlängerung der Geraden bis zur Ordinate stets positive Ordinatenabschnitte, die „Vakuumwerte“. Erst die *Änderung* dieser Vakuumwerte würde eine Fehlerquelle bedingen. Das müßte sich jedoch in einer Krümmung der Druckkurven zeigen, denn wir können kaum annehmen, daß der Einfluß der Gasbeladung der Metallteile auf die Sekundärelektronenemission genau proportional mit dem Druck ist.¹⁾ Fig. 9 zeigt dann einen weiteren Typ von Druckgeraden für schwere Alkaliionen, bei denen kein „Vakuumwert“ auftritt. Der kleine negative Ordinatenabschnitt für Cs^+ in Argon ist bei den schweren Alkaliionen mehrfach zu beobachten und mag auf Ionenreflexion am Gitter zurückzuführen sein.

Die Neigung dieser Druckgeraden ergibt direkt den Wert $\frac{i_{el}}{i_i \cdot p}$. Dividiert man dann diesen Wert noch durch den Ionenweg s und bezieht p auf $0^\circ C$, so ergibt sich $N = \frac{i_{el}}{i_i \cdot p \cdot s}$. Sämtliche Werte für N wurden auf diese Weise ermittelt.

Zur Frage etwaiger Umladungen

Umladungen können in zweifacher Weise auftreten, entweder der Art, daß das positive Ion mit einem freien Elektron zusammenstößt und so neutralisiert wird, oder derart, daß das Ion mit einem neutralen Gasatom zusammenstößt und von diesem ein Elektron empfängt. Diese beiden Fälle werden bereits in der Wirkungsquerschnittarbeit⁽¹⁾ erörtert. Der erste Fall ist in der vorliegenden Untersuchung noch unwahrscheinlicher als in der obengenannten Arbeit, weil alle erzeugten Elektronen sofort nach der Auffangsplatte II hin beschleunigt werden. Es kann also die Zahl der gleichzeitig in der Ionenbahn weilenden Elektronen nur verschwindend klein sein gegen die Zahl der Gasatome, so daß mit einem Ein-

1) Es ist aus einer großen Reihe von Arbeiten bekannt, daß der im Vakuum beobachtete Einfluß der Gasbeladung der gleiche ist, ob sich die Gasbeladung z. B. beim Druck 10 ZT oder 100 ZT gebildet hat.

fangen der freien Elektronen durch positive Ionen wohl kaum zu rechnen ist.

Anders liegt es mit dem 2. Fall, der sich von einer Ionisation der Gasatome nur dadurch unterscheidet, daß das Elektron nicht frei wird, sondern direkt von dem Ion übernommen wird. Solche Fälle, die man mit gutem Recht auch als Ionisation des Edelgasatoms bezeichnen könnte, werden in der vorliegenden Untersuchung nicht erfaßt, sondern nur die Fälle, wo das Elektron tatsächlich frei wird und zur Messung gelangen kann.

$10^{-4} p$ in mm Hg	i_I Skt.	i_{II} Skt.	E_I Skt. Volt	E_{II} Skt. Volt	Kapazitätsverhältnis	$n_p = \frac{i_{el}}{i_i}$
35	30	1,5 1,5 Mittel 1,5	37	400		$\frac{1,5 \cdot 37}{400 \cdot 30 \cdot 1,85} = 0,0025$
77,5	30	3,2 3,1 " 3,15	37	365	$\frac{C_{II}}{C_I} = \frac{87}{47} = 1,85$	$\frac{3,5 \cdot 37}{365 \cdot 30 \cdot 1,85} = 0,00575$
153	40	7,5	39,5	350		$\frac{7,5 \cdot 39,5}{350 \cdot 40 \cdot 1,85} = 0,0114$

VI. Meßergebnisse

Meßbeispiel

Cs⁺-Ionen in Argon — Beschleunigung zwischen F und Blende 1 5 Volt — Magnetstrom des Maximums der Geschwindigkeitsverteilungskurve 0,44 Amp. — Beschleunigung zwischen Blende 3 und 4 400 Volt — Zimmertemperatur 20° C — positive Gegenspannung des Auffängers I 6 Volt — positive Gegenspannung der Auffangplatte II 12 Volt — i_I und i_{II} bedeuten die in I und II gemessenen Aufladungen, p den Gasdruck, E_I und E_{II} die Elektrometerempfindlichkeiten, und $n_p = \frac{i_{el}}{i_i}$ das daraus berechnete Verhältnis.

Aus der Druckgeraden in Fig. 9 ergibt sich $\frac{i_{el}}{i_i \cdot p} = 0,76$.

Bei diesem Wert sind dann noch eine Vakuummeterkorrektur von + 8 Proz. (entstanden durch Neueichung des Mc Leods bei Benutzung der alten Skala) und die Temperaturkorrektur an-

zubringen, und dann ist durch den Ionenweg im Ionisationsraum ($s = 2,8$ cm) zu dividieren, so daß sich für N schließlich ergibt

$$N = \frac{0,76 \cdot 293}{1,08 \cdot 273 \cdot 2,8} = 2,7.$$

Einzelergebnisse

Li^+ in A, Ne und He

Fig. 10 zeigt die Meßergebnisse für Li^+ in A und Ne. Als Ordinate ist N und als Abszisse die Ionengeschwindigkeit

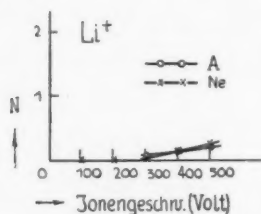


Fig. 10

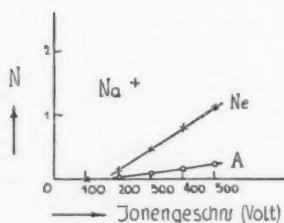


Fig. 11

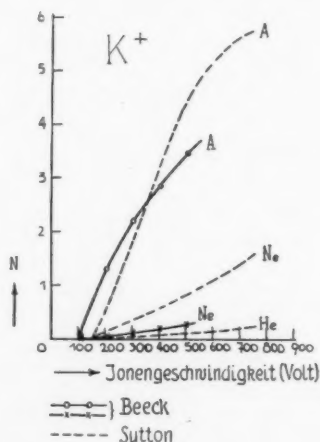


Fig. 12

aufgetragen. Die Ausbeute ist in beiden Gasen gering und nahezu gleich in dem gemessenen Bereich. Es besteht ein deutlicher Anstieg von N in dem gemessenen Bereich von 300—500 Volt.

In Helium ist die Ausbeute *sehr klein*. Sie ist bei 500 Volt Ionengeschwindigkeit zu etwa 0,013 gemessen worden; der Wert ist schon unsicher. Eine Druckkurve konnte nicht aufgenommen werden. Es wurden der Meßwert für den Druck 200 ZT und der direkt gemessene Vakuumwert verwendet.

Na^+ in A, Ne und He

Die in Fig. 11 wiedergegebenen Meßergebnisse zeigen, daß die Ausbeute der Ionisation in Neon durch Na^+ -Ionen ein Mehrfaches der Ausbeute in Argon ist. Beide Gase zeigen in dem untersuchten Bereich von 200—500 Volt Ionengeschwindigkeit einen geradlinigen Anstieg der Ausbeute.

Für Na^+ -Ionen in Helium gilt das gleiche, was oben für Li^+ -Ionen in Helium gesagt wurde. Die Ausbeute wurde bei 500 Volt Ionengeschwindigkeit zu etwa 0,008 gefunden, also ein kleinerer Wert als für Li^+ -Ionen in Helium.

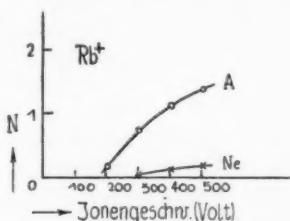


Fig. 13

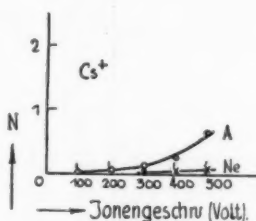


Fig. 14

 K^+ in A und Ne

Für Kaliumionen ergibt sich, wie aus Fig. 12 ersichtlich ist, eine relativ sehr große Ausbeute. Die Kurve setzt bei etwa 100 Volt ein und steigt steil (jedoch allmählich flacher werdend) an. Die Kurve für Neon zeigt gegenüber der Kurve für Na^+ -Ionen in Neon wieder eine relativ kleine Ausbeute. Zum Vergleich sind die Kurven von Sutton eingezeichnet. Seine Versuchsanordnung hat keine magnetische Aussonderung der Ionen, auch ist er gezwungen, bei verhältnismäßig hohen Drucken zu arbeiten, da seine Anordnung durch Verwendung galvanometrischer Ionen- und Elektronenstrommessung bedeutend unempfindlicher ist. Die Diskrepanz der Ergebnisse läßt sich dadurch leicht erklären, im übrigen ist die qualitative Übereinstimmung durchaus befriedigend.

Für Helium konnte bei 500 Volt Ionengeschwindigkeit und Gasdrucken bis zu 200 ZT keine Ionisation außerhalb der Fehlergrenzen festgestellt werden (d. h. die Ausbeute liegt unterhalb 0,005). Das gleiche gilt für Rb^+ und Cs^+ in Helium.

Rb^+ in A und Ne

Die Ausbeute in Argon ist wieder relativ klein, sie ist jedoch um ein Mehrfaches größer als die in Neon. Der Kurvenverlauf ist nach größeren Geschwindigkeiten hin flacher (Fig. 13).

 Cs^+ in A und Ne

Die Ausbeuten sind wieder kleiner als für Rb^+ -Ionen. Die Ausbeute bleibt um ein Mehrfaches größer als in Neon. Die Argonkurve steigt zuerst flach dann steiler an (Fig. 14).

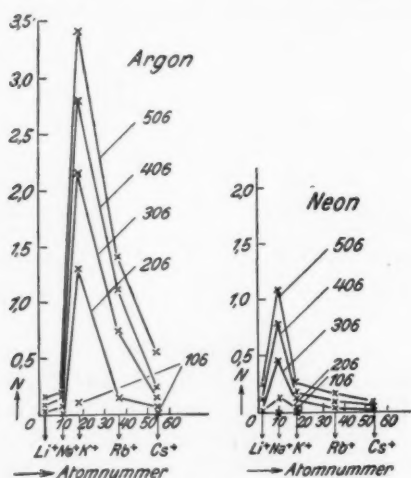


Fig. 15

Gesamtergebnis

Analog zur Ionisierung der Edelgase durch Elektronenstoß sollte man annehmen, daß die Ausbeute bei Anwendung eines Ions mit steigender Atomnummer des Edelgases steigen würde. Andererseits könnte man bei Betrachtung eines Edelgases nach einfachen Stoßvorstellungen annehmen, daß bei gleicher kinetischer Energie das Ion die größte ionisierende Wirkung hat, das die kleinste räumliche Ausdehnung besitzt, weil dann die Stoßenergie leichter auf ein einzelnes Elektron zu übertragen wäre. Beide Annahmen sind nicht zutreffend,

so daß es nahe liegt, außer der Stoßenergie noch die spezifische Wechselwirkung der beiden Stoßpartner aufeinander für die Ionisation verantwortlich zu machen. In der Tat zeigt sich die Annahme bestätigt. In Fig. 15 sind sämtliche Resultate für Argon und Neon in einer geeigneten Zusammenstellung noch einmal dargestellt. Als Ordinate ist N aufgetragen und als Abszisse die Atomnummer der verwendeten Alkaliionen (die um eins verminderte Atomnummer der Alkalien). Die Meßpunkte gleicher Alkaliionenenergien sind schematisch verbunden und die zugehörige Voltgeschwindigkeit der Alkaliionen ist herangeschrieben. Man erkennt in Argon ein deutliches Maximum für K^+ -Ionen und in Neon für Na^+ -Ionen. Die Höhe des Argonmaximums ist etwa das Dreifache des Neonmaximums.

Es ergibt sich als Gesamtergebnis der vorliegenden systematischen Untersuchung folgendes:

Ein Edelgasatom wird von dem Alkaliion am leichtesten ionisiert, das die gleiche Elektronenzahl in der Hülle hat, wie das Edelgasatom, also Neon durch Na^+ und Argon durch K^+ .

In Übereinstimmung mit diesem Resultat ist der experimentelle Befund in Helium, für das bei 500 Volt Ionen- geschwindigkeit die Ausbeute mit Li^+ -Ionen größer als mit Na^+ -Ionen gefunden wurde. Da die Ausbeuten jedoch sehr klein und nahe der Fehlergrenze liegen, so scheint eine Bestätigung für größere Geschwindigkeiten oder bei größerer Meßempfindlichkeit wünschenswert.

Zur Frage der Ionisierungswahrscheinlichkeit (absolute Ausbeute)

Da Messungen des Gesamtwirkungsquerschnitts in dem hier interessierenden Bereich von 100—500 Volt Ionen- geschwindigkeit einstweilen noch nicht vorliegen und eine so weite Extrapolation der Wirkungsquerschnittkurven von Ramsauer-Beeck, die im weitesten Falle bis 36 Volt gemessen sind, nicht angängig ist, so wurde auf die Angabe der Ionisationswahrscheinlichkeit (der absoluten Ausbeute) verzichtet.

Zur Frage der Ionisationspotentiale

Bei der in den meisten der hier untersuchten Fälle vorliegenden kleinen Ausbeute und dem flachen Verlauf der

Kurven war die apparative Einrichtung nicht empfindlich genug, um bestimmte Ionisationspotentiale aufzufinden. Ein

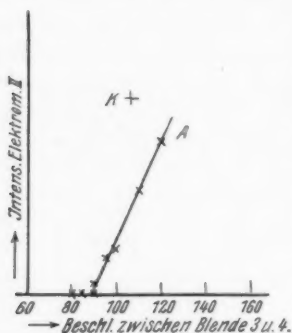


Fig. 16

1250 Skt. pro Volt. Da die Beschleunigung zwischen F und Spalt 1 6 Volt betrug, sollte man für K^+ -Ionen in Argon den Einsatz der Ionisation nach Fig. 16 bei etwa $89 + 6 = 95$ Volt zu suchen haben.

Vergleich mit der Ionisation durch Elektronenstoß

Dieser Vergleich ist eigentlich erst dann möglich, wenn die vorliegenden Messungen nach größeren Ionengeschwindigkeiten weiter fortgesetzt sind. Wegen der positiven Krümmung eines Teils der untersuchten Kurven ist wohl anzunehmen, daß auch sie, analog den Ionisationskurven für Elektronenstoß, einem Maximalwert zustreben, der nicht bei allzu hohen Geschwindigkeiten zu suchen sein dürfte. Für Elektronenstoß in Argon hat das Ionisationsmaximum etwa den Wert $N_{\max} = 10,3$ (bei 150 Volt) und Neon in $N_{\max} = 3,25$ (bei 300 Volt). Ein Erreichen oder sogar Überschreiten dieses Wertes für K^+ in Argon und Na^+ in Neon scheint durchaus möglich.

Zusammenfassung

1. Die Ionisation der drei Edelgase A, Ne und He durch die Alkaliionen Li^+ , Na^+ , K^+ , Rb^+ und Cs^+ wird systematisch untersucht. Es wird eine Methode ausgearbeitet, die in bezug auf Reinheit der Ionen einwandfrei arbeitet durch Verwendung einer massenspektrographischen Anordnung und auch in bezug

Versuch konnte lediglich für K^+ -Ionen in Argon gemacht werden, da diese Ionisationskurve steil in die Abszisse einzumünden scheint. In Fig. 16 ist als Abszisse die Beschleunigung zwischen den Spalten 3 und 4 aufgetragen und als Ordinate die bei einem konstanten Gasdruck zur Auffangplatte II gelangende Intensität. Die Empfindlichkeit des Elektrometers II war auf das äußerste gesteigert, sie betrug

auf Sekundärelektronenemission sauber ist. Ferner konnte bei so niedrigen Gasdrücken gearbeitet werden, daß ein Alkaliion im Mittel nur einmal im Ionisationsraum mit einem Gasatom zusammenstoßen konnte.

2. Meßergebnisse.

a) Die Ionisation wird allgemein zwischen 100 und 300 Volt Ionengeschwindigkeit meßbar und zeigt bis 500 Volt überall einen Anstieg mehr oder minder großer Steilheit. Im Helium ist die Ausbeute sehr gering, zum Teil gar nicht meßbar.

b) Für K^+ in A wurde ein bemerkenswert scharfer und steiler Einsatz der Ionisation bei 95 Volt Ionengeschwindigkeit festgestellt. Im allgemeinen ist jedoch die Anordnung nicht empfindlich genug, um überall den Einsatzpunkt für die Ionisation oder überhaupt das Vorhandensein eines solchen Punktes feststellen zu können.

c) Die Ausbeute der Ionisation wird, verglichen mit der Ausbeute bei Elektronenstoß, meistens bedeutend kleiner gefunden als diese. Für Na^+ in Ne und K^+ in A nimmt sie jedoch beträchtliche Werte an, die für höhere Ionengeschwindigkeiten noch steigen und die maximale Ausbeute durch Elektronenstoß zum mindesten zu erreichen, wenn nicht gar zu überschreiten scheinen.

d) Tragen wir für A und Ne die Ausbeute über den Atomnummern der Alkaliionen als Abszisse auf (Fig. 15), so ergeben sich für Na^+ in Ne und für K^+ in A ausgeprägte Ionisierungsmaxima und wir erhalten folgendes Resultat:

Ein Edelgasatom wird von dem Alkaliion am leichtesten ionisiert, das die gleiche Elektronenzahl in der Hülle hat, wie das Edelgasatom, also Ne durch Na^+ und A durch K^+ .

Für Helium bestehen damit übereinstimmend sichere Anzeichen, daß es durch Li^+ -Ionen am leichtesten ionisiert wird.

Es ist mir eine große Freude, Hrn. Professor Ramsauer für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein Interesse daran danken zu können und Hrn. Professor Buchwald für sein Interesse und die Überlassung der Institutsmittel.

Literaturverzeichnis

- 1) Ramsauer-Beeck, Ann. IV. 87. S. 1. 1928.
- 2) Sammlung: Struktur der Materie Bd. III, Springer, Berlin 1926
(auch im Geiger-Scheelschen Handbuch Bd. XXI).
- 3) Vgl. auch den zusammenfassenden Bericht: Loeb, Science 66.
S. 627. 1927.
- 4) A. L. Klein, Phys. Rev. 26. S. 800. 1925.
- 5) W. J. Jackson, Phys. Rev. 28. S. 524. 1926 und 30. S. 473. 1927.
- 6) G. E. Read, Phys. Rev. 31. S. 629. 1928.
- 7) R. W. Gurney, Phys. Rev. 32. S. 467. 1928.
- 8) W. J. Hooper, J. Franklin-Inst. 201. S. 311. 1926.
- 9) R. W. Gurney, Phys. Rev. 32. S. 795. 1928.
- 10) R. M. Sutton, Phys. Rev. 33. S. 364. 1929.
- 11) R. M. Sutton u. J. C. Mouzon, Phys. Rev. 35. S. 695. 1930.
- 12) T. J. Câmpân, Phys. Ztschr. 30. S. 858. 1929.
- 13) H. A. Barton, G. P. Harnwell u. C. H. Kunsman, Phys. Rev.
27. S. 739. 1926.
- 14) J. W. Cox, Phys. Rev. 34. S. 1427. 1929.

(Eingegangen 16. August 1930)

926

66.

27.

ev.



H&B

DREHPUL-ZEIGER GALVANOMETER

DREHPUL-SPIEGEL GALVANOMETER

auch mit ballistischer Einrichtung, durch einfache Knaufdrehung einschaltbar. Kein Auswechseln des Meßwerkes für ballistische Messungen erforderlich.

Dazu lichtstarke senkrechte und wagrechte Ablese-Vorrichtungen. Auch im tageshellen Raum gewährt der scharflinige Schattenzeiger auf dem hellbeleuchteten Feld der Skale genauestes, nicht ermüdendes Ablesen.



HARTMANN & BRAUN

A-G FRANKFURT A

Erhöhte, unerreichte Leistung von

Pfeiffer's

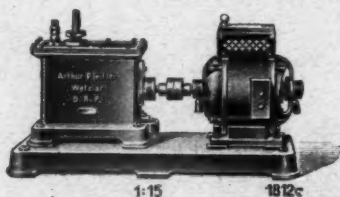
Röntgen- Ölluftpumpen

D.R.P. — aus Eisen — Ohne Ölrückschlag

Nach dem **neuesten** Prüfungsergebnis der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt beträgt das **Endvakuum**, beobachtet am Saugstutzen der Pumpe Fabrik-Nummer 18115 etwa

$1,5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg

Abschrift des Prüfungsprotokolles vom 5. Februar 1929 steht zur Verfügung



Ansaugleistung 2,5 cbm/St. Enddruck 6 Atm.

Liste 72a anfordern

Arthur Pfeiffer, Wetzlar 1

Gegründet 1890

Gegründet 1890





An die Abonnenten!

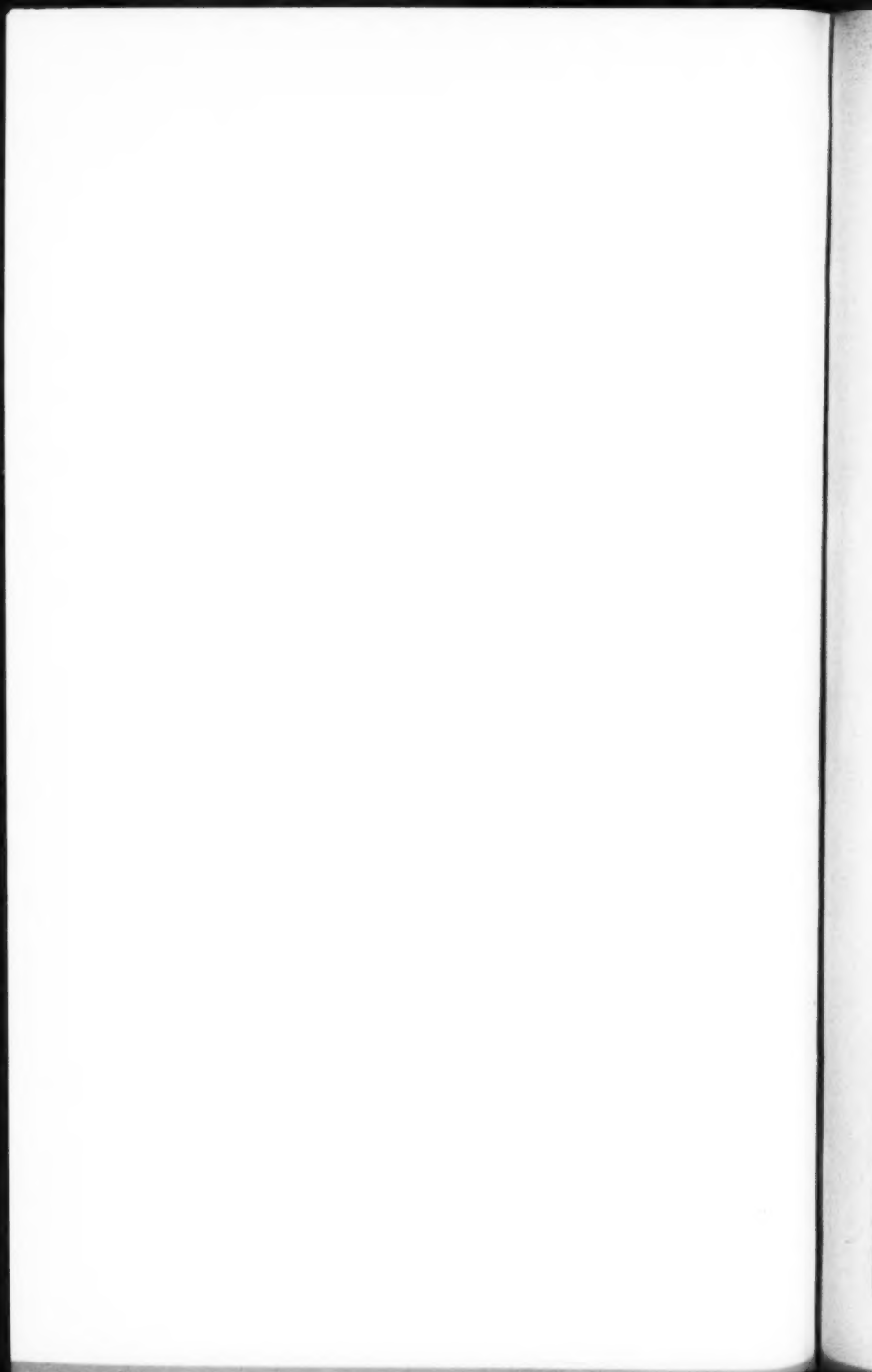
Die „Annalen der Physik“ haben in der letzten Zeit einen größeren Zugang an wertvollen und interessanten Arbeiten erhalten. Diese erfreuliche Tatsache erfordert aber eine Veränderung insofern, als das vorhandene Material in dem üblichen Jahresumfang der Zeitschrift zu dem festgelegten Jahres-Abonnementspreis nicht untergebracht werden kann.

Um an dem Bestreben, die vorhandenen Manuskripte möglichst rasch zu veröffentlichen, festhalten zu können, haben daher Redaktion und Verlag beschlossen, falls dies notwendig ist, im Jahre bis zu 4 Bände erscheinen zu lassen (statt bisher 3 Bände). Das Jahresregister wird jeweils dem letzten Band des Jahres beigegeben.

Dieser vierte Band macht sich erstmalig für das Jahr 1930 notwendig, so daß in diesem Jahre die Bände 4—7 ausgegeben werden. Band 7 erhält das Jahresregister und trägt die Jahreszahl 1930, obwohl die letzten Hefte voraussichtlich erst Anfang des neuen Jahres herauskommen.

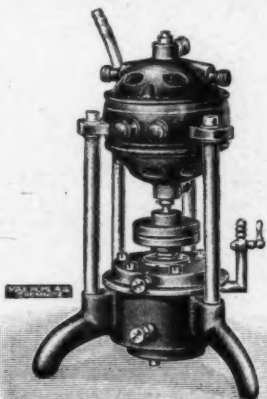
Oktober 1930

Redaktion und Verlag
der „Annalen der Physik“



Max Kohl A. G. Chemnitz

Fabrik physikalischer Apparate



Quecksilber - Gas - Unterbrecher

Apparate für
Schülerübungen
Projektions-Apparate
Funken-Induktoren
Öl-Luftpumpen
Experimentier-
Schalttafeln
Laboratorienmöbel

*Voranschläge und
Sonderlisten bereitwilligst*



FILTRIR PAPIER

In unerreichter Vollkommenheit und Vielseitigkeit liefern wir auf Grund 50-jähriger Erfahrung unsere

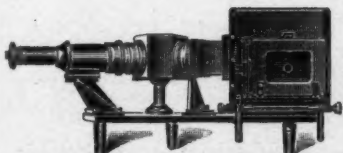
Filtrirpapier - Sonderheiten

für die Zwecke der Technik und analytischen Chemie.
Beim Einkauf achte man auf unsere in allen Kulturstaaen eingetragenen Emblemen und Schutzmarken.

Carl Schleicher & Schüll, Düren (Rheinland)

Dr. CARL LEISS, Berlin-Steglitz

Physikalisch-optische Instrumente



Spektral-Apparate, Spektrometer.
Spektrographen mit Glas- Quarz- und
Fluorit-Optik.

Monochromatoren für das sichtbare
ultraviolette und ultrarote Gebiet.

Röntgen-Spektrographen und Röhren
nach Prof. M. Siegbahn usw.

Die
„Deutsche Gesellschaft für Technische Physik“

Gegründet am 6. Juni 1919

Vorsitzender Dr. GEORG GEHLHOFF
 a. o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin

veröffentlicht ihre auf alle Zweige der physikalischen Technik
 ausgedehnten Arbeiten, die Erfahrungen ihrer im praktischen Leben
 stehenden Mitglieder, Anregungen zu fortschrittlicher Arbeit in der

Zeitschrift für Technische Physik

11. Jahrgang

Monatlich ein inhaltreiches, gut illustriertes Heft

Werbekräftigster Anzeigenteil

Probenummern auf Wunsch kostenfrei vom Verlag

JOHANN AMBROSIOUS BARTH
 ZEITSCHRIFTENABTEILUNG
 LEIPZIG, SALOMONSTR. 18 B

Der Bau der Atome
 und das periodische System

Von

Ivan Koppel

Professor an der Universität Berlin

VI, 174 Seiten mit 47 Abbildungen im Text
 und auf 4 Tafeln. 1927. Rm. 9.—, geb. Rm. 10.50

Zentralzeitung für Optik und Mechanik: Bei dem großen Interesse, mit dem die Fortschritte der jüngsten Atomphysik nicht allein in fachwissenschaftlichen Kreisen verfolgt werden, ist das Erscheinen eines Buches zu begrüßen, das sich die Aufgabe stellt, den jetzigen Stand dieser das Grenzgebiet zwischen Physik und Chemie behandelnden Lehre in leicht verständlicher Weise darzulegen. Das Koppelsche Werk ist aus Vorlesungen hervorgegangen, die für Chemiker und Studierende der Chemie an der Berliner Universität gehalten wurden.

Besonders sei noch die klare und anschauliche Darstellungsweise des Verfassers hervorgehoben, die dem Buche einen besonderen Wert verleiht. H. H.

Leopold Voss / Verlag / Leipzig

Vorlesungen über Photogrammetrie

Von **Dr. Paul Gast**

o. Prof. an der Technischen Hochschule Hannover

VIII, 328 Seiten mit 182 Figuren im Text. 1930. gr. 8°.

Rm. 36.—; geb. Rm. 38.50

Inhalt: Geometrische Grundbegriffe. — Photogrammetrische Koordinaten. — Optische Grundbegriffe. — Geräte zur Bilderzeugung, Bildausmessung, Bildverwandlung (Entzerrung) und Bildauswertung (Einpassung von Doppelbildern). — Doppelbildmessung von gegebenen Standlinien aus. — Einschneidephotogrammetrie. — Photogrammetrie aus der Luft: Flugpläne, Kartenherstellung durch Entzerren, Kartenherstellung durch Auswerten, Wirtschaftlichkeit, Festpunktsbestimmung aus Luftbildern. — Hilfstafel. — Literaturverzeichnis.

Das Buch wendet sich an Leser (Studierende und Praktiker), denen es auf ein gründliches Verständnis der photogrammetrischen Größenbeziehungen, Apparäte und Verfahren ankommt. Es sieht seine Aufgabe nicht so sehr in einer vollständigen Aufzählung und Beschreibung aller bisher benutzten Instrumente und Methoden als vielmehr darin, das Wesentliche in ein helles Licht zu rücken und so dem Leser den eigenen Blick zu schärfen für die Beurteilung der Geräte und Verfahren, die auf dem Gebiete der Photogrammetrie noch immer in rascher Folge aus dem Boden schießen.

Grundlagen der technischen Röntgendurchstrahlung

Von

Dr. Ing. Rudolf Berthold, Berlin

VI, 109 Seiten mit 62 Figuren im Text. 1930. gr. 8°.

Rm. 9.—, geb. Rm. 10.80

Inhalt: Allgemeine Grundlagen: Nutzstrahlung. — Schwächung der Nutzstrahlung beim Durchgang durch Materie. — Photographische Schicht ohne Verstärker. — Photographische Schicht mit Verstärker. — Leuchtschirm. — Physiologische Grundlagen. Die besonderen Grundlagen des Verfahrens: Belichtung. — Fehlererkennbarkeit. — Grenzen des Verfahrens, Technische Hilfsmittel: Hochspannungserzeuger. — Röntgenröhre. — Sonstige Hilfsmittel, Röntgenanlagen: Schutzmaßnahmen, Wirtschaftlichkeit des Verfahrens: Kostenberechnung von Röntgenaufnahmen.

Das Buch enthält die allgemeinen physikalischen und physiologischen, sowie, darauf aufbauend, die besonderen Grundlagen der technischen Röntgendurchstrahlung von Aluminium, Eisen und Kupfer. Die großenteils neuartigen Ergebnisse beruhen auf den im 1. Teil beschriebenen umfangreichen Messungen des Verfassers. Weitere Abschnitte befassen sich mit den technischen Hilfsmitteln des Verfahrens und dem Strahlen- und Hochspannungsschutz von Röntgenanlagen. Im letzten Kapitel wird der Versuch gemacht, allgemein gültige Unterlagen für die Ermittlung der Unkosten des Verfahrens zu schaffen. Reiches Kurven- und Bildmaterial ergänzt die Ausführungen des Verfassers.

Verlangen Sie bitte meinen ausführlichen Katalog „Naturwissenschaften 1910/29“

Johann Ambrosius Barth / Verlag / Leipzig

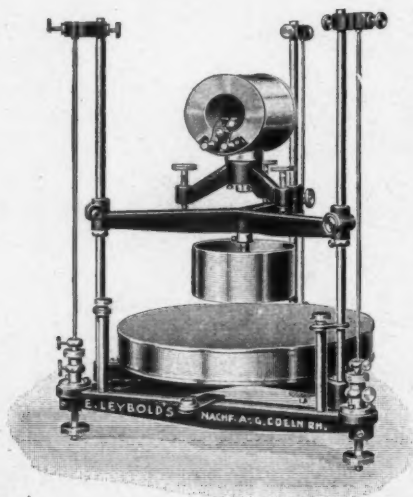
E. Leybold's Nachfolger A.-G.

KOLN-BAYENTAL

Bonner Str. 500

BERLIN NW. 6

Luisenstr. 31a



Erschütterungsfreie Aufstellung nach Rudolf Müller

D.R.P.

(Abbildung mit Panzer-Galvanometer
nach Paschen, $\frac{1}{9}$ nat. Gr.)

**Sonderliste über elektrische Meßinstrumente
auf Wunsch**

